

N° D'ORDRE : 683

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Denis ALCAYDÉ

STRUCTURE ET THERMODYNAMIQUE DE LA THERMOSPHERE A MOYENNE LATITUDE

UNE ETUDE PAR DIFFUSION INCOHERENTE



Soutenue le 28 Novembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM. F. CAMBOU

Président

F. BARLIER

P. BAUER

J. DELLOUE

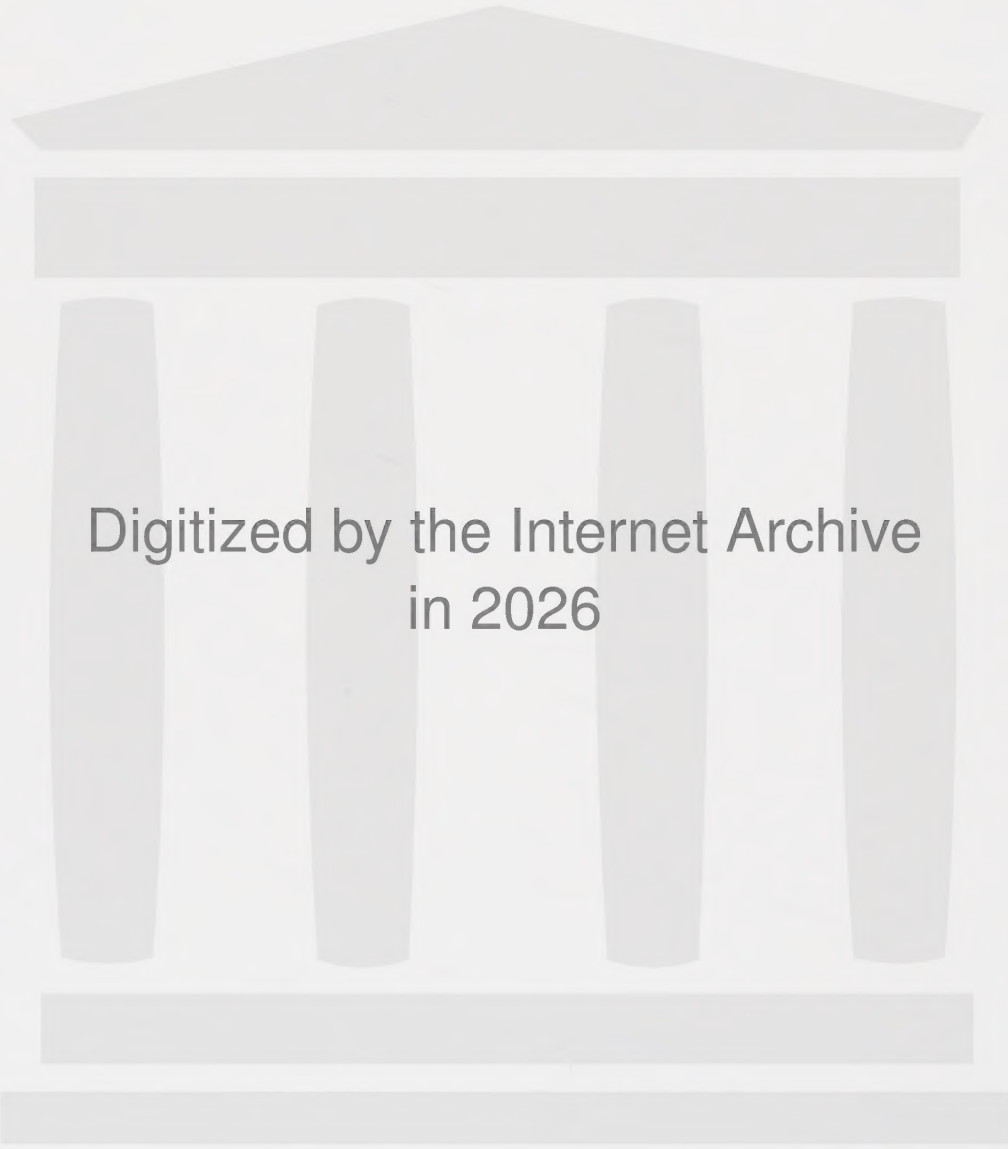
G. KOCKARTS

P. MOREL

G. VEDRENNE

P. WALDTEUFEL

} Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Denis **ALCAYDÉ**

STRUCTURE ET THERMODYNAMIQUE DE LA THERMOSPHERE A MOYENNE LATITUDE

UNE ETUDE PAR DIFFUSION INCOHERENTE



Soutenue le 28 Novembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM. F. CAMBOU

Président

F. BARLIER

P. BAÜER

J. DELLOUE

G. KOCKARTS

P. MOREL

G. VEDRENNE

P. WALDTEUFEL

} Examineurs

THÈSE

Présentée à l'Université de Leiden

pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences

par

M. J. VAN DER WERF

Leiden

1924

STRUCTURE ET THERMODYNAMIQUE DE LA THÉRMOSPHERE À MOYENNE LATITUDE

PAR M. J. VAN DER WERF



Imprimé par M. J. VAN DER WERF

Leiden

M. J. VAN DER WERF

1924

1924

1924

1924

1924

1924

1924

1924

UNIVERSITE PAUL SABATIER

TABLEAU DU PERSONNEL SCIENCES

DIRECTION DE L'UNIVERSITE

M. LARENG	Président
M. MATHIS	1er Vice-Président
M. MARTIN	2ème Vice-Président

U.E.R. SCIENTIFIQUES

HONORARIAT

M. BEDOS	Professeur honoraire
M. BLAIZOT	Doyen honoraire
M. CAPDECOMME	Doyen honoraire, Recteur honoraire correspondant de l'Institut
M. DIEHL	Professeur honoraire
M. DUPOUY	Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S., Professeur honoraire
M. DURAND Emile	Doyen honoraire
M. ESCANDE	Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. GAUSSEN	Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. JACOUES	Professeur honoraire
M. MASDUPUY	Professeur honoraire
M. MATHIS	Doyen honoraire
M. MIGNONAC	Professeur honoraire
M. MORQUER	Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut
M. SECONDAT	Professeur honoraire
M. TEISSIE-SOLIER	Professeur honoraire
M. VANDEL	Professeur honoraire, Membre de l'Institut
M. DUPIN	Professeur honoraire

PROFESSEURS

M. CAPDECOMME	Minéralogie, Correspondant de l'Institut
M. GALLAIS	Chimie, Membre de l'Institut
M. DURAND Emile	Physique
M. FERT	Physique
M. LESBRE	Chimie Organique
M. HURON	Mathématiques Appliquées
M. MARGULIS	Pédologie
M. TRICHE	Chimie Analytique et Spectrographie
M. LEDOUX	Zoologie Appliquée
M. RIVALS	Agriculture
M. PERRIER	Physique
M. MATHIS	Chimie
M. ORLIAC	Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE	Physique
M. ANGE LIER	Zoologie
Mlle de FERRE	Botanique
M. FARRAN	Minéralogie et Géotechnique
M. LAUDET	Physique Théorique et Calcul Numérique
M. SERFATY	Biologie Animale
M. LAGASSE	Electrotechnique
M. BLANC	Physique Nucléaire
M. LEREDDE	Botanique
M. LELUBRE	Géologie
M. LALAGUE	Mathématiques Générales
M. BOUIGUE	Astronomie
M. ASSELINEAU	Chimie Biologique
M. MAURET	Chimie Systématique
M. AGID	Physiologie
M. MONTANT	Cryptogamie
M. GAUTIER	Physique

M. CRUMEYROLLE	Mathématiques
M. GOURINARD	Géologie
M. PULOU	Minéralogie
M. CAMBOU	Physique Spatiale
M. LACOSTE	Electrotechnique
M. THIBAUT	Mécanique Rationnelle et Appliquée
M. MASCART	Mathématiques
M. MEDIONI	Psychophysiologie
M. RAYNAUD Pierre	Physiologie Animale
M. ZALTA	Chimie Biologique
M. SEVELY	Electrotechnique
M. POMMIEZ	Mathématiques
M. REY Paul	Biologie Végétale
M. COULOMB	Physique
M. TRINQUIER	Physique
M. MARONI	Chimie
M. BEETSCHEN	Biologie Générale
M. DERACHE	Physiologie Animale
M. SATGE	Chimie Organique
M. LATTES	Chimie
M. VEDRENNE	Géophysique
M. DURAND-DE LGA	Géologie
M. CARRARA	Physique
M. MAHENC	Chimie
M. MIROUZE	Géologie
M. BITSCH	Zoologie
M. DEGEILH	Physique
M. MARTIN J.C.	Génie Electrique
M. REY Gérard	Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. SICARD	Biologie Génétique
M. SOUQUET	Géologie

PROFESSEURS ASSOCIES

M. GEISS	Physique Spatiale
----------	-------------------

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. PICCA	Physique
M. MERIC	Mathématiques Appliquées
Mme LECAL	Zoologie
M. PILOD	Physique
M. LARROQUE	Physique
M. BARRANS	Chimie
Mlle LAPEYRE	Mathématiques - Informatique
M. BERTRAND	Chimie
M. DESQ	Mathématiques
M. ROCARD	Electronique
M. POILBLANC	Chimie
M. TOUZE	Physiologie Végétale
M. FRASNAY	Mathématiques
M. CASSAGNAU	Zoologie
M. GUERIN	Mathématiques
M. PESCIA	Physique
M. SCHNEIDER	Biologie Cellulaire
M. de LOTH	Chimie Physique
M. SAPORTE	Physique
M. PERENNOU	Informatique
M. THENOZ	Génie Civil
M. CAUSSINUS	Mathématiques Appliquées
M. DURAND Ph.	Physique
M. CASTAN	Informatique
M. REME	Mesures Physiques
M. FONTAN	Physique Nucléaire

M. BAUDRAS	Chimie Biologique
M. CALVET	Mécanique des Fluides
M. PAGANI	Physique
M. BEAUFILS	Informatique
M. BERTHELEMY	Zoologie
M. TERJANIAN	Mathématiques
M. COLETTE	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

M. ATTEIA	Mathématiques
M. CUPPENS	Mathématiques
Mlle BARBANCE	Mathématiques
M. VERDIER	Physique
M. GILLY	Génie Mécanique
M. COTTU	Génie Mécanique
M. ROUTIE	Génie Chimique
M. MARAL	Physique
M. HURAU	Physique
M. LEGRAND	Génie Civil
M. ABATUT	Electronique, Electrotechnique, Automatique
M. SOTIROPOULOS	Chimie Organique
Mme GERVAIS	Chimie Inorganique
M. BONEL	Chimie
M. MAUSS	Mécanique
M. BANCEL	Mathématiques
M. JOSSERAND	Mesures Physiques
M. BETOURNE	Informatique
M. CAMPAN	Psychophysiologie
M. CLERC	Mécanique
M. GRIFONE	Mathématiques
M. ETTINGER	Mathématiques
M. LETAC	Mathématiques
M. BONNET Louis	Biologie
M. LOUARN	Génétique
M. BOUDET	Physiologie Végétale
M. COUOT	Mathématiques
M. NGUYEN THANH VAN	Mathématiques
M. TRAVERSE	Problèmes Chimiques de l'Energie

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. HURLEY	Physique Spatiale
-----------	-------------------

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. PRADINES	Mathématiques
M. GALINIER Michel	Informatique

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

PROFESSEURS

M. NOUGARO	Hydraulique Générale et Appliquée
M. GARDY	Thermodynamique et Cynétique Appliquée
M. BIREBENT	Electronique Appliquée
M. VOIGT	Chimie Minérale
M. MONTEL	Chimie Inorganique
M. THIRRIOT	Hydraulique
M. GRUAT	Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. BUGAREL	Génie Chimique
M. DAT	Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. MARTY	Electronique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. HAMANT	Botanique (Pathologie Végétale)
Mlle BERDUCOU	Physiologie Végétale
M. FALLOT	Technologie Végétale
M. TRUCHASSON	Hydraulique
M. HOFFMANN	Electronique
M. ENJALBERT	Génie Chimique (Analyse Fonctionnelle des procédés)
M. LEFEUVRE	Electronique
M. ANGELINO	Génie Chimique (Phénomène des transferts)
M. DABOSI	Métallurgie et Réfractaires

MAITRES DE CONFERENCES

M. MATHIEU	Chimie Analytique
M. TRANNOY	Electrotechnique
M. CASTAGNETTO	Electronique
M. GILOT	Génie Chimique (Chimie Appliquée)
M. CALMON	Techniques Agricoles
M. MATHEAU	Electronique

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. NOAILLES	Informatique
-------------	--------------

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE TOULOUSE

PROFESSEURS

M. ROQUES	Chimie Industrielle
M. GRATELOUP	Génie Electrique
M. MASO	Génie Civil
M. MIRA	Génie Electrique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. FAGET	Physique
M. DURAND Gilbert	Chimie
M. SCHUTTLE	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

M. LETURCO	Génie Electrique
M. SIRIEYS	Génie Civil
M. BROUSSEAU	Physique
M. BESOMBES-VAILHE	Chimie
M. VERDIER Alain	Chimie

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. LACAZE	Mathématiques
-----------	---------------



ADMINISTRATION

M. PRINEAU	Secrétaire Général de l'Université
------------	------------------------------------

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - LA THERMOSPHERE A MOYENNE LATITUDE THEORIES ET OBSERVATIONS	7
I- INTRODUCTION A L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE	11
II - TECHNIQUE UTILISEE POUR L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE	47
CHAPITRE 2 - PRESENTATION ET DISCUSSION DES DONNEES EXPERI- MENTALES OBTENUES PAR DIFFUSION INCOHERENTE	59
I- DESCRIPTION DES DONNEES	63
II - DISCUSSION DES DONNEES	73
CHAPITRE 3 - STRUCTURE ET EVOLUTION DE LA THERMOSPHERE A MOYENNE LATITUDE : MODELISATION DES VARIA- TIONS DE TEMPERATURE NEUTRE ET DES CONCENTRA- TIONS D'OXYGENE ATOMIQUE	95
I - VARIATIONS A LONG TERME	101
II - VARIATION JOURNALIERE	123
CHAPITRE 4 - DISCUSSION DES OBSERVATIONS ET INTERPRETATIONS THEORIQUES : BILAN ENERGETIQUE GLOBAL DANS LA THERMOSPHERE	143
I - STRUCTURE ET COMPOSITION DE LA THERMOSPHERE	149
II - LA TEMPERATURE NEUTRE DANS LA THERMOSPHERE : COMPA- RAISON DE LA THEORIE ET DE L'EXPERIENCE	169
CONCLUSION	225
REMERCIEMENTS	231
BIBLIOGRAPHIE	235

INTRODUCTION

Durant les deux dernières décennies l'étude de la thermosphère a été tout à la fois provoquée et favorisée par l'apparition des techniques spatiales. La prévision d'orbites de satellites artificiels nécessitait en effet une détermination de la densité de l'air résiduel, et inversement l'étude des perturbations apportées par l'atmosphère au voisinage du périgée sur les orbites était le premier moyen systématique de mesure de la densité de la haute thermosphère. Ces observations complétées par quelques mesures de densité et de composition à basse altitude à partir de fusées ont permis au début des années 1960 de proposer les premières descriptions globales de l'atmosphère neutre au-dessus de 120 km.

Les relations existant entre les gaz neutre et ionisé ont alors été étudiées par les physiciens afin de comprendre le comportement observé de l'ionosphère; il est vite apparu qu'une description simple de la thermosphère par la seule connaissance de la densité totale n'était pas suffisante pour permettre une interprétation cohérente de l'ensemble des observations. L'intérêt pratique de la description de l'atmosphère neutre faisait alors place à l'intérêt "en soi" de l'étude de son comportement et du couplage ionosphère-atmosphère neutre.

Les premières tentatives de description des variations observées à l'aide de modèles théoriques statiques, supposant une atmosphère en rotation uniforme avec la terre et négligeant les échanges latéraux d'énergie furent un demi échec dans la mesure où la seule source d'énergie connue, le rayonnement ultraviolet solaire, ne permettait pas de rendre compte quantitativement des observations.

Il a dès lors fallu élaborer des théories plus complètes faisant intervenir en particulier les échanges d'énergie latéraux par transport de matière; par ailleurs les recherches expérimentales se sont orientées vers une étude plus précise de la structure et de la composition de l'atmosphère.

L'une des difficultés de l'interprétation des mesures obtenues à l'aide de satellites artificiels tient à ce que les variations notées le long d'une orbite peuvent provenir de multiples combinaisons d'effets spatiaux et temporels : c'est ainsi qu'il est délicat de séparer les variations horizontales de variations temporelles ou de variations verticales d'un milieu soumis

à la loi barométrique de décroissance exponentielle de la densité avec l'altitude; de même les variations à court et long termes sont couplées, dans l'observation, par les mouvements relatifs du satellite et de l'atmosphère. On voit donc l'intérêt de mesures à distance à partir du sol qui ont certes leurs limites mais sont seules à permettre une étude des variations temporelles à courte et longue périodes.

Dès la mise en service, dans les années 1960, des sondeurs ionosphériques à diffusion incohérente, il est apparu que cette technique, par la richesse des mesures ionosphériques fournies, allait apporter une contribution considérable à l'étude du milieu ionisé ; mais il a fallu le travail de pionnier de P. WALDTEUFEL pour révéler le large éventail de possibilités offertes par ces mesures ionosphériques à l'étude de l'atmosphère neutre supérieure; le travail présenté dans ce mémoire a, pour une très grande part, suivi les voies de recherche ainsi ouvertes.

Nous avons cherché dans ce travail à démontrer qu'il est possible de déterminer simultanément la température neutre et les concentrations d'oxygène atomique dans une gamme d'altitude étendue de la thermosphère. Il est intéressant de souligner que l'oxygène atomique étant le constituant majoritaire de la thermosphère supérieure, deux des trois paramètres intervenant dans l'équation d'état du gaz sont alors connus. Tandis que la détermination de la température exosphérique à partir des données ionosphériques ne pose pas de difficulté majeure, l'évaluation des concentrations d'oxygène dans la haute thermosphère est plus délicate, et il est par conséquent nécessaire de discuter objectivement la méthode d'analyse employée.

Une fois démontrée la validité des mesures présentées on a la possibilité d'étudier, grâce à la durée des observations et à leur fréquence, les variations à court et long termes de la température et des concentrations d'oxygène atomique. Dans ce but il a paru utile de paramétrer l'ensemble de ces variations dans un modèle empirique représentatif : l'oscillation journalière et les variations à long terme observées sur la période allant de 1969 à 1972 ont été ainsi représentées par des fonctions analytiques simples. Le site de l'expérience française de diffusion incohérente, et la période sur laquelle les données ont été recueillies limitent cette description de la thermosphère aux moyennes latitudes et aux conditions d'activité solaire moyenne.

On cherche ensuite à donner une interprétation des variations observées, d'abord par une analyse qualitative qui amène la conclusion que les observations ne peuvent être interprétées correctement que lorsque l'ensemble du profil vertical de température est connu parfaitement. Il est dès lors nécessaire d'entreprendre une étude détaillée du bilan énergétique global de la thermosphère par une analyse des équations macroscopiques de conservation, et de préciser les principaux processus intervenant dans l'équilibre énergétique local : cette étude théorique permet de dégager les contributions respectives de l'apport énergétique solaire et des échanges d'énergie latéraux et verticaux associés aux mouvements à grande échelle dans la thermosphère.

Le travail présenté comporte donc trois volets distincts décrits dans les trois paragraphes précédents et qui font respectivement l'objet des chapitres 2,3 et 4 du mémoire. Auparavant il a paru opportun de résumer, dans le chapitre 1, l'état actuel des connaissances sur la thermosphère à moyenne latitude : après avoir présenté les équations macroscopiques du gaz, on discute les diverses descriptions théoriques et expérimentales de la thermosphère; ceci permet enfin de mettre en évidence l'intérêt de la technique de diffusion incohérente dont le principe, et les applications qui en ont été tirées, sont brièvement rappelés.

Les résultats les plus marquants de l'étude sont repris dans la conclusion et replacés dans la perspective générale d'élucidation de la physique de la haute thermosphère.

CHAPITRE 1

LA THERMOSPHERE A MOYENNE LATITUDE :
THEORIES ET OBSERVATIONS

CHAPITRE I

	Pages
I - INTRODUCTION A L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE	11
I-1- EQUATIONS DE L'HYDRODYNAMIQUE	11
A - Equations macroscopiques	12
B - Equilibre de mélange - Equilibre diffusif	17
C - Validité de l'équilibre diffusif	19
I-2- ETUDES THEORIQUES DE L'EQUILIBRE ENERGETIQUE DANS LA THERMOSPHERE	19
A - Modèles bidimensionnels (altitude - longitude ou heure locale)	19
B - Modèles de transport vertical	23
C - Modèles tridimensionnels (altitude - latitude - longitude ou heure locale)	23
D - Etudes réalisées à partir d'un modèle d'atmosphère moyen	25
I-3- ETUDES EXPERIMENTALES DE LA THERMOSPHERE	27
A - Principales techniques utilisées	27
B - Modèles empiriques de la thermosphère	30
C - La thermosphère à moyenne latitude et ses variations	33
II - TECHNIQUE UTILISEE POUR L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE	47
II-1- PRINCIPE DE LA DIFFUSION INCOHERENTE	47
A - Région F2 (au-dessus de 200 km)	49
B - Région F1 (entre 120 et 200 km)	50
C - Région E (au-dessous de 120 km)	50
II-2- APPLICATION A L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE	51
A - Région F2 de l'ionosphère	51
B - Région F1 de l'ionosphère	56
C - Région E de l'ionosphère	56
II-3- DISCUSSION	57

Le premier chapitre tient lieu d'introduction générale à ce mémoire. Dans la première partie, il nous a d'abord paru bon de rappeler les lois et équations régissant l'évolution du gaz "parfait" que constitue la thermosphère supérieure. Ces équations et lois constituent en réalité des approximations que l'on peut considérer comme satisfaisantes et qui permettent de décrire les phénomènes étudiés. Les méthodes et techniques numériques de résolution du système d'équations sont brièvement exposées; les avantages et les limitations de chacune d'entre elles sont mis en évidence. L'aspect expérimental de l'étude de la thermosphère est ensuite abordé : après un rapide rappel des principales techniques de mesure des paramètres physiques dans la thermosphère, les modèles empiriques récents qui décrivent les évolutions spatiales et temporelles de ces paramètres sont décrits et analysés. La description du comportement de la thermosphère se restreint généralement dans ce texte aux variations pour lesquelles une mesure à une station fixe à moyenne latitude donne des informations utiles. Une part de ces variations peut, et a été interprétée à l'aide des lois et équations décrites auparavant.

Dans une seconde partie, la technique expérimentale de diffusion incohérente, utilisée comme moyen d'acquisition de données d'atmosphère neutre, et les méthodes d'interprétation des données sont discutées. Après un rappel sur les mesures ionosphériques par diffusion incohérente, il est montré comment les mesures ionosphériques entre 200 et 500 km d'altitude et l'équation de conservation de l'énergie des ions sont utilisées pour déterminer la concentration d'oxygène atomique et la température du gaz neutre dans la même gamme. Le principe de la méthode est discuté ainsi que la cohérence des résultats numériques obtenus. Il est toutefois utile de souligner qu'à plus basse altitude, entre 120 et 220 km, les mesures de diffusion incohérente se heurtent au problème de leur interprétation du fait de la transition entre les ions lourds à bas niveau et les ions plus légers à haut niveau. Les sondeurs à diffusion incohérente ne sont pas de bons spectromètres de masse, et les paramètres déduits aux niveaux intermédiaires (150-180 km) sont affectés d'erreurs importantes. Cependant la description de l'atmosphère nécessite la connaissance de la température entre 100 km et 200 km où les variations sont contrôlées par la température neutre : des méthodes simples permettant de réduire les

incertitudes vers 150-180 km sont décrites. Dans la basse thermosphère (100 km environ) la diffusion incohérente donne accès à l'évaluation directe de la concentration d'azote moléculaire, constituant majoritaire à cette altitude. Seul le principe est indiqué avec référence à des travaux antérieurs sur ce sujet. Cette seconde partie se termine par un bref commentaire sur les avantages et limites de la technique utilisée, ainsi que ceux des techniques ayant servi aux descriptions empiriques de la thermosphère les plus répandues, et par la discussion de la contribution qu'on espère apporter à la connaissance de la thermosphère par l'étude faisant l'objet de ce mémoire.

I - INTRODUCTION A L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE

I-1- EQUATIONS DE L'HYDRODYNAMIQUE.

L'équation classique de *Boltzmann* régit la fonction de distribution $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}_\alpha, t)$ des éléments α d'un mélange gazeux dans l'espace des lieux $\vec{r}$, des vitesses $\vec{v}_\alpha$ et du temps t (*Chapman et Cowling, 1970*):

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{X}_\alpha}{m_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}_\alpha} = \left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{\text{coll}} \quad (1-1)$$

$\vec{X}_\alpha$ est la résultante des forces extérieures exercées sur la particule de masse m_α

$\left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{\text{coll}}$ représente la variation de f_α dans l'espace des phases due à des collisions.

Certains paramètres macroscopiques du gaz sont déduits de la fonction de distribution :

i) les concentrations volumiques de l'espèce α et du mélange, respectivement

$$\left. \begin{aligned} n_\alpha &= \int f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}_\alpha, t) d\vec{v}_\alpha \\ n &= \sum_\alpha n_\alpha \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

ii) les densités de masse de l'espèce α et du mélange

$$\left. \begin{aligned} \rho_\alpha &= m_\alpha n_\alpha \\ \rho &= \sum_\alpha m_\alpha n_\alpha \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

iii) la vitesse moyenne des éléments α

$$\vec{C}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int \vec{v}_\alpha f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}_\alpha, t) d\vec{v}_\alpha \quad (1-4)$$

iv) la vitesse d'ensemble du mélange

$$\vec{C} = \frac{1}{\rho} \sum_\alpha \rho_\alpha \vec{C}_\alpha \quad (1-5)$$

v) la vitesse d'un élément α par rapport au mélange en mouvement appelée aussi vitesse spécifique (*Chapman et Cowling, 1970*)

$$\vec{u}_{\alpha} = \vec{v}_{\alpha} - \vec{C} \quad (1-6)$$

vi) et sa valeur moyenne pour l'espèce α

$$\vec{U}_{\alpha} = \vec{C}_{\alpha} - \vec{C} \quad (1-7)$$

$\vec{U}_{\alpha}$ représente la vitesse moyenne de diffusion de l'espèce α par rapport au mélange. Compte-tenu de (1-5) il est clair que la vitesse moyenne de diffusion est nulle :

$$\frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \vec{U}_{\alpha} = \vec{C} - \vec{C} = 0 \quad (1-8)$$

vii) la température cinétique de l'espèce α

$$\frac{1}{2} \ell k T_{\alpha} = \frac{1}{n} \int \frac{1}{2} m_{\alpha} \vec{u}_{\alpha}^2 f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{v}_{\alpha}, t) d\vec{v}_{\alpha} \quad (1-9)$$

k étant la constante de Boltzmann et ℓ le nombre de degrés de liberté de la particule considérée;

viii) le tenseur de pression

$$\vec{P}_{\alpha} = m_{\alpha} \int (\vec{u}_{\alpha} \cdot \vec{u}_{\alpha}) f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{v}_{\alpha}, t) d\vec{v}_{\alpha} \quad (1-10)$$

ix) et le flux de chaleur

$$\vec{q}_{\alpha} = \frac{1}{2} m_{\alpha} \int (u_{\alpha}^2 \vec{u}_{\alpha}) f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{v}_{\alpha}, t) d\vec{v}_{\alpha} \quad (1-11)$$

A - Equations macroscopiques.

Les grandeurs macroscopiques n , $\vec{C}$, T , $\vec{P}$ et $\vec{q}$ sont les moments d'ordre croissant de la fonction de distribution f . Les cinq premiers scalaires ($n, \vec{C}, T$) correspondent à des invariants collisionnels dans des chocs élastiques (*Jancel et Kahan, 1963*). Les équations macroscopiques de conservation sont obtenues après multiplications successives de (1-1) par ces invariants collisionnels et par intégration sur l'espace des vitesses:

i) équation de continuité, dans laquelle les processus de production et de perte sont supposés nuls :

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_\alpha (\vec{C} + \vec{U}_\alpha) = 0 \quad (1-12)$$

sommée sur les divers constituants :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n \vec{C}) + \vec{\nabla} \cdot (\sum_\alpha n_\alpha \vec{U}_\alpha) = 0 \quad (1-13)$$

l'équation (1-12) multipliée par m_α et sommée sur α conduit à l'équation de continuité de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{C}) = 0 \quad (1-14)$$

où l'équation (1-8) a été utilisée;

ii) quantité de mouvement:

$$\frac{D\vec{C}}{Dt} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{P} - \frac{1}{\rho} \sum_\alpha n_\alpha \vec{X}_\alpha = 0 \quad (1-15)$$

où

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \text{ est l'opérateur de dérivation convective}$$

iii) énergie :

$$\frac{\partial (nE)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (nE\vec{C}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + (\vec{P} : \vec{\nabla}) \cdot \vec{C} - \sum_\alpha n_\alpha \vec{X}_\alpha \cdot \vec{U}_\alpha = Q \quad (1-16)$$

L'énergie totale de translation thermique est calculée par rapport au référentiel en mouvement avec le gaz de vitesse $\vec{C}$, la température étant supposée identique pour tous les constituants du gaz ($T_\alpha = T$) :

$$E = \frac{1}{2} k T$$

Q représente les divers processus de gain et perte d'énergie dans des collisions inélastiques.

Les chaleurs spécifiques à volume et pression constants étant définies par les relations (Chapman et Cowling, 1970):

$$\left. \begin{aligned} c_v &= \frac{1}{2} \lambda k \\ c_p &= c_v + k = \frac{1}{2} (\lambda + 2) k \end{aligned} \right\} \quad (1-17)$$

l'énergie thermique est alors

$$E = c_v T \quad (1-18)$$

En utilisant l'équation de continuité de la masse on peut transformer l'équation (1-16) :

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{DT}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + (\vec{P} : \vec{\nabla}) \cdot \vec{C} - \sum_{\alpha} n_{\alpha} \vec{X}_{\alpha} \cdot \vec{U}_{\alpha} = Q \quad (1-19)$$

avec :

$$\frac{\rho c_v}{m} = \frac{1}{m} \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} c_{v_{\alpha}} ;$$

$$m = \frac{1}{n} \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} \text{ étant la masse moléculaire moyenne du gaz.}$$

Les équations de conservation obtenues contiennent des moments d'ordre supérieur (le tenseur de pression $\vec{P}$ et le flux de chaleur $\vec{q}$). En toute rigueur les équations correspondantes de ces moments doivent être utilisées; elles contiennent elles-mêmes des moments d'ordre supérieur et le système d'équation ne peut se refermer qu'à l'infini ; pour le fermer on doit évaluer $\vec{P}$ et $\vec{q}$ en fonction des moments inférieurs et de leurs dérivées spatiales (Schunk, 1975). En développant f_{α} en série du nombre de Knudsen $K = \frac{\lambda}{L}$ où λ est le libre parcours moyen des particules et $\frac{1}{L} = \left| \frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|$ est la variation spatiale du paramètre macroscopique ϕ , les moments d'ordre supérieur peuvent être calculés. Dans l'approximation à l'ordre 1 de Navier-Stokes, les expressions entrant dans les équations de conservation de mouvement et d'énergie sont obtenues par les relations :

$$i) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{P} \approx \vec{\nabla} \cdot p - \mu \vec{\nabla}^2 \vec{C} + \frac{1}{3} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{C}) \quad (1-20)$$

le premier terme du membre de droite est le gradient de la pression scalaire thermodynamique:

$$p = n k T \quad (1-21)$$

le second terme correspond à la viscosité dans laquelle le coefficient μ a été considéré constant ;

$$\text{ii) } (\vec{P} : \vec{\nabla}) \cdot \vec{C} \approx p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} \quad (1-22)$$

Dans l'équation d'énergie ce terme représente le travail effectué par le gaz dans son déplacement : cette approximation néglige l'énergie cinétique transformée en énergie thermique par viscosité ;

$$\text{iii) } \vec{q} \approx -K \vec{\nabla} T - T \sum_{\alpha} n_{\alpha} c_{p_{\alpha}} \vec{U}_{\alpha} \quad (1-23)$$

le premier terme du membre de droite est le flux de chaleur, K étant le coefficient de conductivité thermique (*Chapman et Cowling, 1970*) ; le second terme fait intervenir l'énergie transportée par diffusion moléculaire (*Banks et Kockarts, 1973*).

Il est à noter que si la force $\vec{X}_{\alpha}$ s'exprime sous la forme

$$\vec{X}_{\alpha} = m_{\alpha} \vec{a}$$

où l'accélération $\vec{a}$ ne dépend pas du type de la particule, le terme de diffusion dans l'équation de l'énergie s'écrit

$$\vec{a} \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} \vec{U}_{\alpha} = 0 \quad (1-24)$$

d'après (1-3) et (1-8) ;

iv) vitesse de diffusion :

Pour un constituant minoritaire, la vitesse de diffusion peut être déterminée à l'aide de la relation (*Chapman et Cowling, 1970*) dans laquelle la diffusion thermique est négligée :

$$\vec{U}_{\alpha} = -D_{\alpha} \left[\frac{\vec{\nabla} n_{\alpha}}{n_{\alpha}} - \frac{\vec{\nabla} p_{\alpha}}{p_{\alpha}} + \frac{1}{T} \vec{\nabla} T \right] \quad (1-25)$$

où D_{α} est un coefficient de diffusion moyen du constituant α dans le mélange. Pour un constituant majoritaire la relation (1-25) n'est plus correcte car elle n'est obtenue qu'en supposant $\frac{n_{\alpha}}{n}$ négligeable devant 1.

Ces diverses approximations ne sont justifiées qu'aux altitudes pour lesquelles les nombres de *Knudsen* sont petits devant l'unité : ceci est réalisé dans la thermosphère inférieure (au-dessous de 300 km). Les équations de *Navier-Stokes* sont cependant applicables jusqu'aux niveaux exosphériques (500-600 km) car les séries en nombre de *Knudsen* restent rapidement convergentes même pour *K* voisin de 1 (*Isakov* , 1971).

Le système à résoudre restant redoutable, deux approximations supplémentaires sont le plus souvent introduites (*Banks et Kockarts*, 1973) :

i) les termes non diagonaux du tenseur de viscosité sont négligés, le terme de viscosité devenant dans (1-20) : $-\mu \vec{\nabla}^2 \vec{C}$;

ii) la diffusion moléculaire est supposée nulle :

$$\vec{U}_\alpha = 0$$

Les équations de conservation se présentent alors sous la forme simplifiée :

continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{C} = 0 \quad (a)$$

quantité de mouvement

$$\frac{D\vec{C}}{Dt} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - \frac{\mu}{\rho} \vec{\nabla}^2 \vec{C} - \frac{1}{\rho} \sum_\alpha n_\alpha \vec{X}_\alpha = 0 \quad (b) \quad (1-26)$$

énergie

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{DT}{Dt} + p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} + \vec{\nabla} \cdot (-K \vec{\nabla} T) = Q \quad (c)$$

Dans ce système de trois équations dont une vectorielle, soit cinq équations scalaires, apparaissent les six inconnues recherchées ρ , p , T , les grandeurs fondamentales du gaz, et les trois composantes spatiales du vecteur $\vec{C}$. La sixième équation nécessaire est donnée par l'équation d'état du gaz supposé parfait :

$$p = \frac{\rho k T}{m} = n k T \quad (1-27)$$

la masse moyenne et les concentrations n_α étant déterminées à l'aide de certaines hypothèses discutées dans le paragraphe suivant .

B - Equilibre de mélange - Equilibre diffusif.

La composante verticale de l'équation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + W \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} g = 0 \quad (1-28)$$

où z est l'altitude comptée positivement vers le haut, W la composante verticale de $\vec{C}$, et g l'accélération de la pesanteur. L'évaluation numérique des différents termes montre (*Rishbeth, 1972*) que le gradient de pression et la gravité sont prépondérants et doivent donc s'équilibrer; la loi barométrique est ainsi obtenue :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g \approx 0 \quad (1-29)$$

soit en utilisant (1-27)

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{mg}{kT} = - \frac{1}{H_p} \quad (1-30)$$

$$\text{où} \quad H_p = \frac{kT}{mg} \quad (1-31)$$

est l'échelle de hauteur de décroissance en altitude de p ,

Au-dessous de 120 km environ, le brassage de l'air par les mouvements turbulents assure des concentrations relatives de chaque espèce constantes, et par conséquent une masse moyenne constante; dans cet équilibre de mélange, la variation en altitude de p est ainsi représentée par :

$$p = p_0 \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{dz}{H_p} \right\} \quad (1-32)$$

où p_0 est la pression au niveau de référence z_0 .

Au-dessus de 120 km, au contraire, chaque constituant se distribue selon sa propre loi barométrique :

$$\frac{1}{p_\alpha} \frac{\partial p_\alpha}{\partial z} = - \frac{m_\alpha g}{kT} = - \frac{1}{H_\alpha} \quad (1-33)$$

En utilisant la définition de la pression partielle $p_\alpha = n_\alpha kT$, la relation suivante est obtenue :

$$\frac{1}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} = - \frac{m_\alpha g}{kT} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1-34)$$

et par suite :

$$n_\alpha = n_{\alpha_0} \frac{T_0}{T} \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{dz}{H_\alpha} \right\} \quad (1-35)$$

où n_{α_0} et T_0 sont respectivement la concentration et la température au niveau z_0 .

Cette relation exprime que chaque espèce α est en équilibre diffusif. La masse moyenne est alors obtenue par :

$$m = \frac{1}{n} \sum_\alpha m_\alpha n_\alpha \quad (1-36)$$

et la pression totale est donnée par la relation (1-27).

La composante verticale W_α de la vitesse de diffusion U_α s'écrit d'après (1-25) et (1-33) :

$$W_\alpha = - D_\alpha \left[\frac{1}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial z} + \frac{1}{H_\alpha} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (1-37)$$

Par suite de l'hypothèse de l'équilibre diffusif, (1-34) implique une vitesse de diffusion verticale nulle. Inversement une vitesse de diffusion non nulle signifie que l'équilibre de diffusion n'est pas atteint et la loi de variation (1-35) n'est plus correcte.

C - Validité de l'équilibre diffusif.

Il faut tout d'abord considérer que le niveau 120 km n'est qu'un repère approximatif de la transition entre l'équilibre de mélange et l'équilibre diffusif. Ainsi certains travaux théoriques ont montré que, pour l'oxygène atomique, l'équilibre diffusif peut n'être atteint que vers 150-180 km (*Shimazaki, 1968 ; Keneshea et Zimmerman, 1970*).

En particulier les processus de création ou de perte localisés sont susceptibles de provoquer une diffusion des particules des zones de création vers celles de perte, ce qui met en jeu une vitesse de diffusion non négligeable. De même, si le transport horizontal ou vertical est affecté localement par des perturbations brutales, cas fréquent en zone aurorale, le terme d'accélération verticale correspondant $\frac{\partial W}{\partial t}$ peut atteindre des valeurs extrêmes non négligeables dans (1-28). A titre d'exemple une variation de W de 10 m.s^{-1} en 2 minutes provoque un écart de 1 % à l'équilibre diffusif.

Les conditions d'utilisation de cette hypothèse correspondent par conséquent à une atmosphère calme, à moyenne et basse latitude en particulier; le choix de 120 km comme limite basse d'application de la loi d'équilibre diffusif doit être considéré comme l'approximation extrême possible.

L'azote moléculaire ayant une masse moléculaire (28 u.m.a.) voisine de la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère inférieure (29 u.m.a.) , se distribue de la même façon en équilibre diffusif ou en équilibre de mélange : ce caractère est intéressant car il évite toute hypothèse sur le niveau de transition.

I-2- ETUDES THEORIQUES DE L'EQUILIBRE ENERGETIQUE DANS LA THERMOSPHERE.

A - Modèles bidimensionnels (altitude - longitude ou heure locale).

Dans l'équation de l'énergie (1-26_c) il est possible d'explicitier le terme $\vec{v} \cdot \vec{C}$ à l'aide de l'équation de continuité (1-13) dans laquelle la vitesse de diffusion $\vec{U}_\alpha$ est supposée nulle :

$$\vec{v} \cdot \vec{C} = - \frac{1}{n} \frac{Dn}{Dt} \quad (1-38)$$

et de l'équation d'état différenciée par rapport au temps :

$$\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} = \frac{1}{n} \frac{Dn}{Dt} + \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} \quad (1-39)$$

d'où

$$p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} = nk \frac{DT}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} \quad (1-40)$$

En notant que $c_p = c_v + k$ et que $n = \frac{\rho}{m}$ l'équation d'énergie devient :

$$\frac{\rho c_p}{m} \frac{DT}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} + \vec{\nabla} \cdot (-K \vec{\nabla} T) = Q \quad (1-41)$$

L'approximation de *Harris et Priestley* (1962, 1965) revient à considérer simplement le mouvement vertical dû à la vitesse W_B d'un isobare associée à l'expansion et à la contraction thermique; la dérivée convective de p est alors nulle, ce qui permet de définir la vitesse W_B par la relation :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + W_B \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (1-42)$$

ceci revient à considérer une colonne d'atmosphère statique dans laquelle les mouvements latéraux sont nuls.

Avec l'aide de la loi barométrique W_B s'exprime en fonction des variations de température

$$W_B = T(z) \int_{z_0}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial t} dz \quad (1-43)$$

si la température et la pression au niveau z_0 sont constantes.

L'équation (1-41) s'écrit alors plus simplement

$$\frac{\rho c_p}{m} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + W_B \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-K \frac{\partial T}{\partial z} \right) = Q \quad (1-44)$$

Harris et Priester (1962) ont résolu l'équation (1-44) par une méthode implicite de différences finies à l'aide des hypothèses suivantes :

- Température et concentrations fixes à 120 km
- Profils verticaux de concentrations respectant l'équilibre diffusif (équation 1-35)
- Gradient de température nul à la limite haute de la thermosphère (800 km)
- Terme source solaire Q obtenu par absorption du rayonnement EUV

$$Q = \sum_{\alpha} \int_{\lambda} \epsilon_{\alpha, \lambda} n_{\alpha} \sigma_{\alpha, \lambda} F_{\lambda} \exp(-\tau_{\lambda}) d\lambda \quad (1-45)$$

où $\epsilon_{\alpha, \lambda}$ est un facteur d'efficacité de transformation de l'énergie de radiation en énergie thermique, $\sigma_{\alpha, \lambda}$ la section efficace d'absorption du rayonnement de longueur d'onde λ par le constituant α , $F_{\lambda} d\lambda$ le flux d'énergie contenu dans la bande $(\lambda, \lambda+d\lambda)$ et τ_{λ} l'épaisseur optique pour la radiation λ :

$$\tau_{\lambda} = \sum_{\alpha} \sigma_{\alpha, \lambda} \int_z^{\infty} \frac{n_{\alpha}}{\cos \chi} dz \quad (1-46)$$

χ étant l'angle zénithal solaire.

- Terme de perte dû au rayonnement de l'oxygène atomique à 63 μ dont la formulation est due à *Bates (1951)*.

Lagos et Mahoney (1967) ont utilisé une méthode analogue à celle de *Harris et Priester (1962)* pour résoudre l'équation d'énergie à diverses latitudes et pour des périodes de solstice et d'équinoxe. Les approximations sont les mêmes que dans *Harris et Priester (1962)*; en particulier aucun transfert latéral d'énergie n'est pris en compte, et les mouvements verticaux sont réduits à ceux des isobares. L'intérêt de ce travail a été de présenter les distributions de température obtenues en fonction de l'altitude et de la latitude.

Stubbe (1970) a entrepris de résoudre simultanément l'équation de continuité, les deux équations de conservation de la quantité de mouvement résultant de la projection horizontale de l'équation vectorielle (1-26_b) et l'équation de conservation de l'énergie pour le gaz neutre. Afin de définir les termes de collision, les équations correspondantes du gaz électronique et du gaz ionique sont résolues simultanément. Il obtient ainsi un système

de 10 équations intégrodifférentielles couplées. Comme dans *Harris et Priester (1962)*, les mouvements verticaux des gaz neutres sont assimilés au mouvement des isobares.

L'équation de continuité est utilisée pour transformer le terme $\vec{V} \cdot \vec{C}$ dans l'équation de l'énergie qui devient,

$$\frac{\rho c}{m} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} T \right) - kT \left(\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} n \right) + \vec{\nabla} \cdot (-K \vec{\nabla} T) = Q \quad (1-47)$$

Les approximations suivantes sont admises :

- dans le terme de conduction, seuls les gradients verticaux sont considérés :

$$\vec{\nabla} \cdot (-K \vec{\nabla} T) \approx \frac{\partial}{\partial z} \left(-K \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1-48)$$

- les dérivées méridionales sont supposées nulles ; par conséquent dans les termes de transport l'effet de convection $\vec{C} \cdot \vec{\nabla}$ est approché par ses composantes verticale et zonale (ϕ étant la longitude) :

$$\vec{C} \cdot \vec{\nabla} \approx W_B \frac{\partial}{\partial z} + V \frac{\partial}{\partial \phi} = W_B \frac{\partial}{\partial z} + \frac{V}{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \quad (1-49)$$

où V est la composante zonale de $\vec{C}$ et Ω la vitesse angulaire de rotation terrestre. La seconde égalité dans (1-49) implique que les variations zonales sont équivalentes à des variations temporelles dans un système stationnaire. En ce qui concerne l'équation de l'énergie, la négligence des dérivées méridionales fait que ce modèle doit être classé dans le cadre des modèles bidimensionnels;

- le terme source Q comprend l'apport énergétique solaire décrit par les relations (1-45) et (1-46), le terme de perte par infrarouge approché par l'expression de *Bates (1957)* et les gains d'énergie dûs aux collisions entre le gaz neutre et le gaz ionisé de température plus élevée.

Outre la résolution des équations pour le gaz ionisé, dont nous ne discuterons pas ici les termes et les approximations admises, le travail de *Stubbe (1970)* apporte, par comparaison à *Harris et Priester (1962)* quelques améliorations importantes. Tout d'abord l'influence des mouvements zonaux est

introduite dans l'équation de l'énergie. Ensuite ces mouvements sont obtenus par résolution simultanée de l'équation de quantité de mouvement.

B - Modèles de transport vertical.

Utilisant un modèle de vent horizontal déduit d'un champ de pression et de densité empirique, *Dickinson et Geisler (1968)* puis *Rishbeth et al. (1969)* et *Bailey et Moffett (1972)* ont déterminé la composante verticale du vent moyen $\vec{C}$ par intégration en altitude de l'équation de continuité. Disposant ainsi des trois composantes de $\vec{C}$, ils ont résolu l'équation de l'énergie incluant les transports totaux. Ces travaux permettent de mettre en évidence l'influence des transports verticaux sur le bilan énergétique global dans la thermosphère.

C - Modèles tridimensionnels (altitude - latitude - longitude ou heure locale).

Par une technique numérique analogue à celle employée par *Harris et Priester (1962)* approchant les dérivées par des différences finies, *Friedmann (1970)* et *Vest (1973)* ont construit des modèles tridimensionnels qui résolvent simultanément les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. *Friedmann (1970)* a obtenu dans son modèle des vents thermosphériques en désaccord important avec l'observation, ce qui jette un certain doute sur la valeur de ce travail; nous ne discuterons pas ce modèle plus en détail. Dans le modèle de *Vest (1973)*, la diffusion moléculaire est prise en compte par une relation semblable à (1-25); cependant les vitesses verticales moyennes sont négligées dans l'équation de continuité et d'énergie, l'équation vectorielle de la quantité de mouvement se réduisant alors à deux équations qui correspondent aux vitesses zonale et méridionale.

Ce modèle néglige l'effet du freinage ionique; qui pourrait cependant être inclu par le simple choix d'un modèle ionosphérique. Un tel calcul nécessite d'autre part des possibilités d'analyse numérique très importantes, même lorsque le pas en heure locale utilisé est très large (2 heures). Il apporte cependant une solution globale au système d'équations dans laquelle des termes sources autres que le chauffage EUV solaire, comme le chauffage en zone aurorale par exemple, peuvent être simulés.

Un modèle tridimensionnel a été établi récemment par *Creekmore et al. (1975)* et *Straus et al. (1975)*. Il inclut les effets de viscosité et de freinage ionique, ainsi que les termes non linéaires de l'équation du mouvement; les équations de continuité et d'énergie sont traitées simultanément. La méthode numérique diffère des méthodes de différences finies ou de perturbations. Chaque paramètre dépend des trois variables ϕ (longitude, équivalente à l'heure locale pour une solution stationnaire), θ (latitude) et z (altitude): ces fonctions de trois variables sont décomposées en fonctions orthogonales, assurant ainsi une séparation des variables :

$$X(\phi, \theta, z) = \sum_{ijk} [x_{ijk} \psi_i(\phi) \theta_j(\theta) Z_k(z)] \quad (1-50)$$

où les x_{ijk} sont les coefficients à déterminer, ψ_i, θ_j et Z_k étant des fonctions données à priori. Le système d'équations intégrodifférentielles est ainsi transformé en un système d'équations algébriques non linéaires sur les coefficients x_{ijk} , qu'il est possible de résoudre par une méthode numérique appropriée.

Une telle méthode a l'avantage d'éviter les itérations nécessaires à l'obtention de solutions périodiques, puisque la périodicité est imposée par le choix des fonctions ψ_i et θ_j . Par comparaison à la méthode des perturbations (paragraphe D ci-dessous), la résolution fournit l'état moyen de l'atmosphère neutre qui est donné *à priori* dans les modèles de perturbation.

Les variations en longitude (heure locale) sont décrites jusqu'à l'harmonique 3. Il en est de même de la source solaire utilisée; les termes d'ordre supérieur, qui sont importants dans cette source du fait qu'elle est constante et nulle toute la nuit, sont ainsi négligés : ceci conduit à lisser les variations temporelles obtenues, par comparaison aux méthodes utilisant un terme source plus réaliste. Ce modèle, comme celui de *Vest (1973)*, permet l'introduction de perturbations en zone aurorale.

La résolution de systèmes algébriques non linéaires évite la linéarisation des équations; en particulier l'état de base de l'atmosphère est obtenu par le calcul, contrairement aux modèles de perturbations.

D - Etudes réalisées à partir d'un modèle d'atmosphère moyen.

Volland et Mayr (1970), négligeant la viscosité dans l'équation de conservation du mouvement, ont construit un modèle à deux dimensions en résolvant simultanément les équations de conservation par une méthode de perturbation. Chaque paramètre est représenté par une expression de la forme :

$$X = X_0 + X_1 \exp \left\{ j\omega (t - t_m) \right\} \quad (1-51)$$

dans laquelle X_0 représente l'état de base de la thermosphère, donné à priori, X_1 et t_m sont les amplitude et heure du maximum de l'oscillation étudiée de pulsation ω . L'oscillation diurne est seule étudiée dans ces modèles, qui sont par ailleurs limités à l'équateur et aux équinoxes. Deux termes sources d'énergie sont considérés, l'un dû au chauffage EUV solaire, calculé à l'aide d'une simple variation exponentielle avec l'altitude, l'autre dû à la propagation de marées venant de niveaux inférieurs à 120 km. Les amplitudes respectives des termes sources sont ajustées de façon à reproduire les variations de densité dans la haute thermosphère (chauffage EUV) et dans la basse thermosphère (chauffage par marée). Dans l'équation de conservation du mouvement, la force de *Coriolis* et la viscosité sont négligées, tandis que le freinage ionique est simulé par l'introduction d'un nombre effectif de collision dépendant de l'altitude tel que les vents horizontaux soient constants en fonction de l'altitude au-dessus de 350 km.

Les théories basées sur le traitement des équations par perturbation ne sont justifiées que pour des variations faibles devant l'état stationnaire

$$\frac{X_1}{X_0} \ll 1 \quad (1-52)$$

ce qui n'est pas toujours réalisé, même à des altitudes inférieures à 400 km (*Volland et Mayr, 1970*). L'originalité de ce travail est de donner une représentation approchée de la variation diurne dans la thermosphère dans laquelle l'influence des transports horizontaux est évaluée et comparée à celle du chauffage EUV solaire.

Lorsqu'un modèle empirique de pression et de température est utilisé, il est possible de résoudre numériquement les deux composantes horizontales de l'équation de conservation du mouvement de façon à obtenir le système de vent méridional et zonal; les résultats dépendent fortement du terme de freinage ionique utilisé, obtenu dans certains travaux par une résolution simultanée de l'équation de continuité de l'ionisation, dans certains autres à l'aide d'un modèle empirique d'ionisation (*Rishbeth, 1972; Amayenc, 1975*).

Mayr et Volland (1972_a) et *Mayr et al. (1973)* ont utilisé le champ de vents horizontaux déduit du modèle de *Volland et Mayr (1970)* pour étudier l'influence de la diffusion moléculaire sur les variations temporelles des distributions verticales des constituants neutres. Ils résolvent dans ce but les équations de continuité pour l'oxygène atomique et l'azote moléculaire, ainsi que les équations de conservation de la quantité de mouvement vertical et de l'énergie incluant les termes de diffusion moléculaire et turbulente donnés par des relations semblables à (1-25). Ils sont ainsi capables de définir l'écart à l'équilibre diffusif dû aux diffusions moléculaire et turbulente.

Les théories des marées atmosphériques sont basées sur les équations de l'hydrodynamique, mais la procédure mathématique est différente des modèles discutés ci-dessus : elle consiste à considérer que les mouvements atmosphériques, et les variations des paramètres fondamentaux de l'atmosphère neutre, sont régis par des ondes d'échelle planétaire forcées par des sources que l'on peut décomposer en harmoniques sphériques. Ces ondes sont caractérisées par leur mode qui définit leurs structures verticale, latitudinale, et longitudinale. Certains modes peuvent se propager verticalement : loin de la source d'excitation ils apparaissent donc comme des modes de propagation, caractérisés par une longueur d'onde verticale. D'autres modes deviennent évanescents dès qu'on s'éloigne de leur lieu d'excitation; lorsqu'ils sont présents dans le milieu, on peut les appeler modes locaux.

La théorie des marées dans une atmosphère sphérique, en rotation et en présence de processus dissipatifs non linéaires (viscosité, freinage ionique, conduction thermique) conduit à une formulation mathématique qui n'a pas de solution analytique car les variables ne peuvent être séparées *à priori* *Lindzen et Blake (1971)* et *Lindzen et Hong (1974)* ont utilisé un formalisme où

les marées sont approximées à l'équateur (où la force de *Coriolis* s'annule), par des ondes de gravité dans une atmosphère plane sans rotation et sans friction. On examine ensuite comment ces ondes sont affectées par des distributions verticales de la température moyenne et des forces de viscosité et de freinage ionique. Les modes locaux et propagatoires étudiés séparément sont forcés par l'absorption locale du rayonnement EUV d'une part et par l'absorption du rayonnement solaire par l'ozone d'autre part. Deux types principaux d'oscillations sont mis en évidence, l'oscillation diurne et l'oscillation semi-diurne. *Volland et Mayr (1972_{a,b,c})* ont utilisé le formalisme de la théorie des perturbations pour traiter le problème de la propagation d'ondes de marée et d'ondes planétaires (ondes saisonnières) dans la thermosphère. Les paramètres fondamentaux de l'atmosphère neutre sont décomposés en fonctions propres du système d'équations; les sources extérieures sont décrites à l'aide de ces mêmes fonctions. *Volland et Mayr (1972_{a,b})* montrent que les fonctions propres, qui sont des fonctions de *Hough* dans la basse thermosphère non dissipative, se transforment en fonctions de surface sphériques par l'action des processus dissipatifs, la transition intervenant entre 100 et 200 km. Le traitement du problème par perturbations implique que les couplages entre les différents modes d'oscillations sont négligeables. La théorie a étudié spécialement les deux principales oscillations de type marée (diurne et semi-diurne) (*Volland et Mayr, 1972_b*) et les oscillations planétaires à long terme (annuel et semi-annuel) (*Volland et Mayr, 1972_c*).

I-3- ETUDES EXPERIMENTALES DE LA THERMOSPHERE.

A - Principales techniques utilisées.

Le tableau (1-1) (*Fontanari, 1973*) donne une comparaison des diverses techniques et des mesures obtenues; certaines techniques de moindre importance (quant au volume global des mesures fournies) y sont indiquées mais ne seront pas décrites ici.

a) Trajectographie des satellites.

La force de freinage exercée par l'atmosphère résiduelle sur un satellite en mouvement est proportionnelle à la densité ρ . Les variations de période orbitale résultantes peuvent être traitées de façon à obtenir la

	Accessibilité	Paramètres autres fondamentaux mesures (ρ, T, p)	Mesure de la composition	Mesure des vents	Incertitudes	Variations observables				Profils verticaux	Remarques
						Courte période (< 24 h)	Diurnes	Saisonniers et annuels	Latitudinales		
Freinage des satellites	$Z > 150$ km	ρ T (déduite)	Non	Non	20 % très sensible à la validité des hypothèses	Non	Oui (Observations à long terme)	Oui	Oui	Non	Par le mouvement même du satellite, il peut y avoir superposition de plusieurs effets difficiles à séparer.
Microaccéléromètres et jauges de densité (Satellite)	$Z > 150$ km	ρ T (déduite)	Non	?	15 %	Oui	la variation de 24 h peut être obtenue sur orbite équatoriale.	Oui	Oui (orbites à forte inclinaison)	Non	Les variations à faible échelle le long de l'orbite sont observables.
Jauges de pression (Satellite)	entre 150 et 250 km	p	Non	Non	15 % (en valeur relative)	Oui	Id.	Oui	Oui	Non	Id.
Spectromètres de masse (Satellites et fusées)	Toute la gamme 100 à 250 km	ρ (horsque des minoritaires) T (déduite)	Oui	Non	15 % (constituants inertes) 100 % (constituants actifs: O et H)	Oui (Sat.)	Oui (Sat.) Non (Fusées)	Oui	Oui (Sat.) Non (Fus.)	Non	
Nuages artificiels (Sol et fusées)	120 à 180 km	T	Non	Non	> 25 K	Oui	Non	Oui (tous répétés)	Non	Oui	Mesures limitées aux lever et coucher du soleil.
Absorption sur une raie spécifique (Fusées)	> 150 km	Abondance relative d'un constituant (H_2)	Abondance relative d'un constituant (H_2)	Non	Non	Non	Non	Non	Non	Oui	Mesures limitées aux périodes des d'insolation.
Observation de la raie 6300 Å de O (Satellites)	> 200 km	T	Non	Non	60 K	Oui	Oui (à long terme)	Oui	Oui	Non	
Sondeur ionosphérique par diffusion incohérente (Sol)	Toute la gamme 100 à 250 km.	$T = T_{ionique}$ (entre 100 et 250 km)	$p / N /$ et $f_o F_2$	Oui	20 % 20 à 40 %	Oui (> 2 h)	Oui	Oui	Oui (limitée aux 5 sondages en fonctionnement)	Oui	Entre 100 et 200 km, les mesures sont limitées aux périodes d'insolation.

densité de masse au voisinage du périhélie (*King-Hele, 1966*). Il est généralement nécessaire d'intégrer l'information sur plusieurs orbites pour obtenir une précision relative de l'ordre de 15 %. Par suite de la composition des mouvements respectifs du satellite et de la terre dans un repère inertiel, les effets journalier et saisonnier sont imbriqués dans ce type d'observations : il est ainsi nécessaire d'analyser les mesures de densité sur plus de trois mois pour obtenir une variation diurne de la densité atmosphérique. Par le choix de certaines conditions à la limite basse de la thermosphère, d'un profil type de température, et de l'hypothèse de l'équilibre diffusif, les données de densité à divers niveaux peuvent être transformées en température neutre.

b) Spectrométrie de masse *in situ*.

Les spectromètres de masse embarqués à bord de fusées sondes ont fourni l'essentiel des mesures de composition de l'atmosphère neutre et ionisée, principalement dans la basse thermosphère, entre 100 et 200 km (*Von Zahn, 1970, 1973*). Placés à bord de satellites, ils ont apporté des renseignements sur l'évolution spatiale et temporelle de la composition (*Hedin et al., 1974*). De même que pour les déterminations de la densité par freinage de satellite, les variations à court et long termes sont couplées par le mouvement de l'orbite.

c) Diffusion incohérente.

Cette technique sur laquelle on reviendra en détail dans la seconde partie de ce chapitre donne une mesure des concentrations électroniques, et des températures électronique et ionique sur une gamme d'altitude allant de 100 à 500 km. Elle fournit de plus une mesure de la vitesse ionique et, au voisinage de 100 km, de la fréquence de collision entre ions et neutres (*Petit et Waldteufel, 1967*).

La température neutre peut être déterminée à partir de l'analyse de l'équilibre énergétique des ions qui fait intervenir les échanges collisionnels ions-neutres; au-dessous de 250 km le couplage est suffisant pour assurer l'égalité thermique entre le gaz ionisé et le gaz neutre. Au-dessus de 250 km il est nécessaire d'utiliser un modèle d'atmosphère neutre pour déterminer la

température neutre des mesures (*Waldteufel, 1970_a*), ou bien d'élaborer une méthode plus complexe qui constitue une des bases de ce mémoire.

B - Modèles empiriques de la thermosphère.

a) Modèle *Jacchia* (1965, 1971).

Jacchia (1965) a tout d'abord proposé un modèle global de la thermosphère basé sur des mesures de densité à haute altitude (trajectographie des satellites, altitude supérieure à 250 km) et des mesures de composition neutre à basse altitude (par spectrométrie de masse). Le profil vertical de température choisi est celui proposé par *Bates* (1959):

$$T(z) = T_{\infty} - (T_{\infty} - T_0) \exp \left\{ - s (z - z_0) \right\} \quad (1-53)$$

où T_{∞} est la température limite atteinte au niveau exosphérique au-dessus de 500 km (température exosphérique), T_0 la température à la limite basse $z_0 = 120$ km et s un paramètre caractéristique de la "pente" du profil de température. Les concentrations au niveau 120 km sont choisies en accord avec certaines mesures de spectrométrie de masse, et la distribution en altitude de chaque constituant est contrôlée par l'équilibre diffusif (relation 1-35). En utilisant la relation (1-35) la densité à un niveau donné est ainsi obtenue si la température T_0 est choisie *à priori*. Le problème de la construction du modèle a donc consisté à ajuster les deux paramètres T_{∞} et s de façon que les densités à haute altitude soient représentées au mieux. La température exosphérique T_{∞} est rendue dépendante d'un certain nombre de variables d'espace (latitude, longitude, heure locale), d'activité solaire, d'activité magnétique et de temps universel.

Ce modèle a été amélioré par *Jacchia* (1971) pour tenir compte de mesures plus précises de la composition à basse altitude, et des mesures de température exosphérique par sondage à diffusion incohérente. Le profil de température utilisé est beaucoup plus complexe que celui donné par la relation (1-53), mais le principe de la méthode reste le même : les densités observées sont ajustées par la définition d'une température exosphérique dépendante du lieu, du temps et de paramètres d'activités solaire et géomagnétique;

cependant, certaines variations sont découplées des variations thermiques, des "corrections" étant apportées à la densité initiale obtenue par $T(z)$ et par l'équilibre diffusif. Ceci implique que, à tout niveau où ces "corrections" sont apportées, l'équilibre diffusif n'est pas respecté.

Alors que les résultats de *Harris et Priester (1962)* avaient servi de base au modèle de référence publié en 1965 (*CIRA 65*), le modèle de *Jacchia (1971)* a été choisi comme nouvelle référence par les instances internationales (*CIRA 72*). Si ce modèle est plus représentatif des données que celui de *Jacchia (1965)* la complexité des relations et la diversité des corrections sur la densité rendent son emploi plus coûteux en heure de calculateur.

b) Modèle OGO 6.

A partir des cartes mondiales de composition obtenues à bord du satellite OGO 6, *Hedin et al. (1974)* ont construit un modèle empirique dont la conception est semblable à celle de *Jacchia (1965)*. Les mesures étant limitées à des altitudes comprises entre 400 et 500 km, ces auteurs ont utilisé un profil de température de type *Bates (1959)* (relation 1-53). La température exosphérique est obtenue avec l'hypothèse que la concentration d'azote moléculaire à 150 km est en accord avec celle proposée par *Von Zahn (1973)*; la loi, supposée exacte, de l'équilibre diffusif permet d'ajuster T_{∞} de façon que la mesure de la concentration de N_2 à 450 km soit représentée par l'intégration en altitude de (1-35), T_0 et s étant fixés *à priori*. Le profil vertical de température étant ainsi déterminé, les variations en altitude des concentrations des divers constituants sont obtenues par (1-35) où l'altitude de référence z_0 est maintenant l'altitude de la mesure, et n_{α_0} la concentration mesurée.

Les distributions spatiale et temporelle des constituants à 450 km, et de la température exosphérique correspondant à la mesure de N_2 sont développées en fonctions harmoniques sphériques dont les coefficients dépendent de paramètres d'activités solaire et géomagnétique. Contrairement à celle de *Jacchia (1971)* cette formulation permet de séparer les variations typiques (diurne, semi-diurne, annuelle et semi-annuelle par exemple). Le modèle est particulièrement intéressant quant à la composition aux niveaux voisins de 400 km; mais il souffre de la même restriction que le modèle *Jacchia (1971)* quant au choix du profil de température qui influe directement sur la température exosphérique, et par conséquent sur les distributions verticales des

constituants. De plus il est conçu pour une période de temps limitée, et les comparaisons ne sont significatives que pour cette période.

c) Modèle de température neutre.

Les mesures de la température neutre par diffusion incohérente sont susceptibles d'apporter l'information qui fait défaut aux deux modèles précédents; cependant on est limité par le faible nombre de sondeurs à diffusion incohérente, et par conséquent par la pauvre description des variations latitudinales de la température obtenue par cette technique. Par ailleurs, pour des raisons développées dans la seconde partie de ce chapitre, les mesures de température sont affectées d'erreurs importantes dans une gamme d'altitude (150 - 180 km) où la température varie rapidement avec l'altitude.

Aussi les modèles disponibles de température neutre se sont-ils limités jusqu'à présent à la description de la température exosphérique (*Waldteufel, 1970; Alcaide, 1974; Salah et al., 1974*). Les profils verticaux de température seront étudiés et modélisés dans ce mémoire.

d) Modèle GRGS 73.

Barlier et ses collaborateurs (*Barlier et al., 1973; Jaek-Berger, 1973; Bordet, 1973*) ont établi un modèle de densité neutre que nous désignerons par la suite par le sigle de l'équipe de recherche (GRGS 73) *

Ce modèle est basé sur des mesures de densité neutre par trajectographie des satellites; mais contrairement à *Jacchia (1965, 1971)* qui a ajusté les données obtenues par moins de 10 satellites, le modèle GRGS 73 est basé sur l'étude statistique des données obtenues à l'aide de plus de 80 satellites. Pour éviter la difficulté résultant de la normalisation des données, nécessaire du fait de la diversité des structures géométriques des satellites, les données obtenues ont été normalisées au modèle *Jacchia (1971)*.

* Groupe de Recherches de Géodésie Spatiale - 9,11, Avenue Colonel Roche
31029 - TOULOUSE CEDEX.

Le modèle *GRGS 73* constitue donc un ensemble de facteurs correctifs au modèle de référence *Jacchia (1971)*. Les auteurs ayant limité leur étude à des périodes de moyenne activité solaire, et à des gammes d'altitude réduites (250-500 km), obtiennent une représentation plus précise de la densité totale ρ : des erreurs systématiques de l'ordre de 10 à 20 % sont ainsi corrigées par rapport à *Jacchia (1971)*.

Le modèle *GRGS 73* est limité à une représentation des densités de masse ρ et ne peut donc, à lui seul, donner la composition. A partir d'un modèle réaliste de température neutre, il est cependant possible d'obtenir les concentrations des constituants majoritaires en décomposant la densité totale à plusieurs niveaux z_k et en résolvant le système linéaire:

$$\rho_k(z_k) = \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha}(z_k) \quad (1-54)$$

dans lequel les variations en altitude des constituants sont obtenues à l'aide du profil de température neutre dans l'hypothèse de l'équilibre diffusif.

Cette méthode sera utilisée dans ce mémoire, lorsque nous aurons établi un modèle de température neutre thermosphérique.

C - La thermosphère à moyenne latitude et ses variations.

a) Structure et composition.

Au-dessus de 80 km environ la température neutre présente (figure 1-1) un gradient de température positif, contrôlé d'une part par le dépôt d'énergie solaire dans l'ultraviolet absorbé au-dessus de 120 km environ, d'autre part par la conduction thermique qui évacue la chaleur vers les régions denses de l'atmosphère. Aux altitudes supérieures à 300 km, le dépôt d'énergie par unité de masse est constant tandis que la conduction thermique par unité de masse croît avec l'altitude : ceci a pour conséquence une diminution du gradient de température qui tend vers zéro à haute altitude; la température atteint alors sa valeur limite appelée température exosphérique.

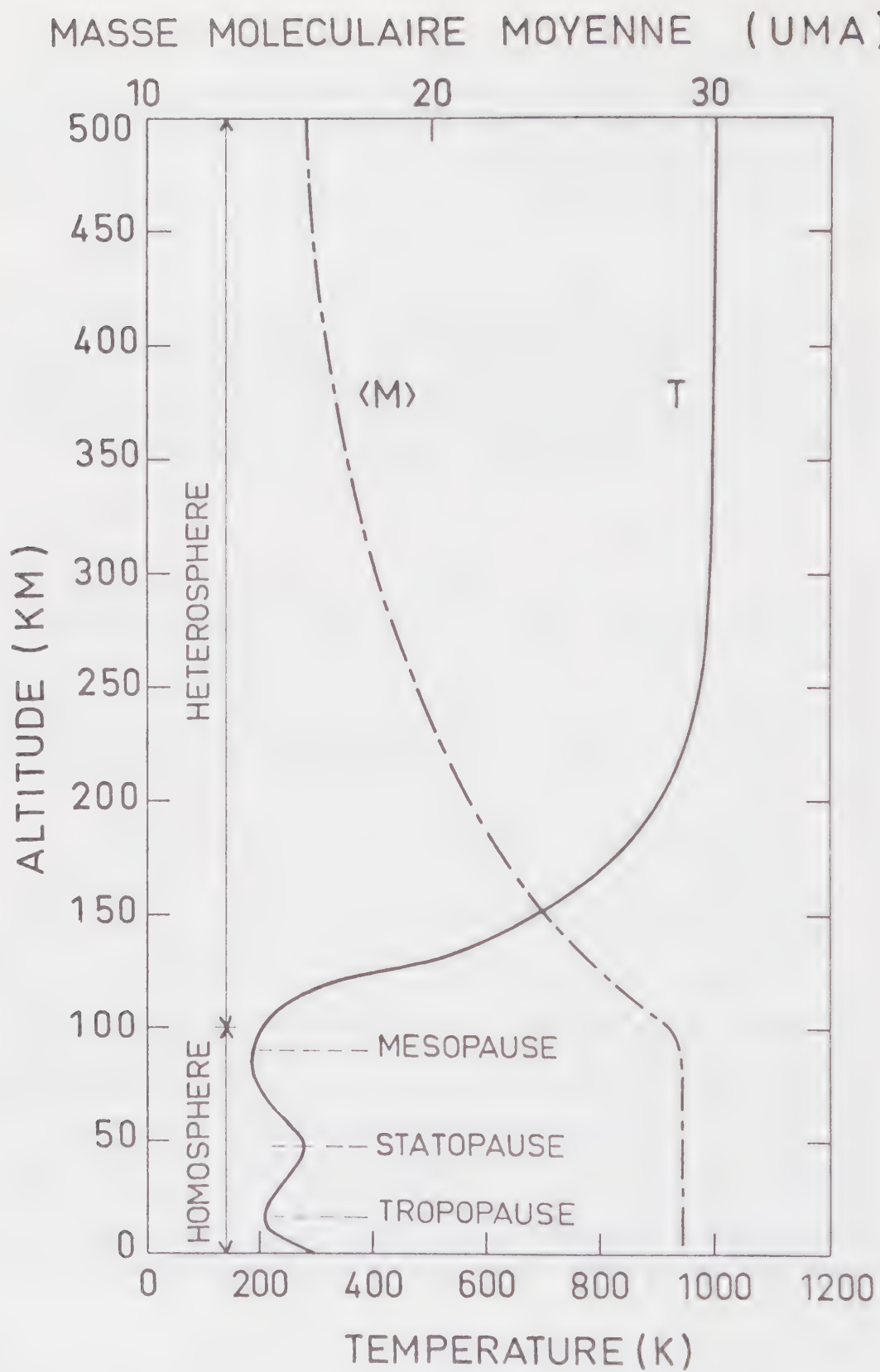


Figure 1-1. Profils verticaux moyens de la température neutre T et de la masse moléculaire moyenne $\langle M \rangle$. D'après Banks et Kockarts (1973).

Dans la figure (1-2) sont représentés des profils verticaux typiques des concentrations des principaux constituants neutres et ionisés (d'après *Banks et Kockarts, 1973*). Entre 80 et 120 km la composition neutre est contrôlée essentiellement par la photodissociation de O_2 ; l'oxygène atomique produit se recombine surtout au-dessous de 90 km, ce qui conduit à un maximum de concentration pour ce constituant vers 90 km. Au-dessus de 120 km les conditions sont proches de l'équilibre diffusif et chaque constituant se distribue selon sa propre loi barométrique : les constituants les plus légers se trouvent alors majoritaires à haute altitude. Les constituants majoritaires sont successivement : l'azote moléculaire jusqu'à 180 km, l'oxygène atomique entre 180 et 600 km, l'hélium et l'hydrogène au-dessus.

b) Dynamique générale.

La dynamique dans la thermosphère présente de nombreux événements et fluctuations qui peuvent être distingués selon les temps caractéristiques mis en jeu. Nous ne discuterons pas ici les phénomènes de période inférieure à 12 heures (ondes de gravité et ondes de marées) qui ont été observés dans la thermosphère (*Carru et al., 1967; Wand, 1969; Salah et al., 1974; Bernard et Spizzichino, 1971; Testud, 1970, 1973*).

La circulation diurne effectue un transfert de matière et d'énergie entre les régions chaudes (atmosphère diurne) et les régions froides (atmosphère nocturne). On obtient ainsi un vent zonal, positif (vers l'est) après le maximum diurne de pression (environ 14 heures) et négatif (vers l'ouest) avant le maximum. Le second renversement se produit la nuit au voisinage du minimum de densité (3 à 5 heures). Le vent méridional est un peu plus complexe à analyser : le jour, lorsqu'on se trouve au voisinage du maximum de pression, le vent méridional est dirigé vers le pôle, mais son amplitude est réduite par le freinage ionique. La nuit la situation inverse est obtenue avec un vent dirigé vers le minimum de pression (équateur), mais l'ionisation, plus diluée, exerce un freinage moins efficace ce qui conduit à des vitesses plus importantes (*Rishbeth, 1972*). Ainsi la variation diurne de l'ionisation permet l'existence d'un vent méridional moyen sur 24 heures dirigé vers l'équateur. Le couplage entre les composantes méridionale et zonale du vent par la force de *Coriolis* et par la viscosité complique grandement cette description schématique (*Amayenc, 1975*).

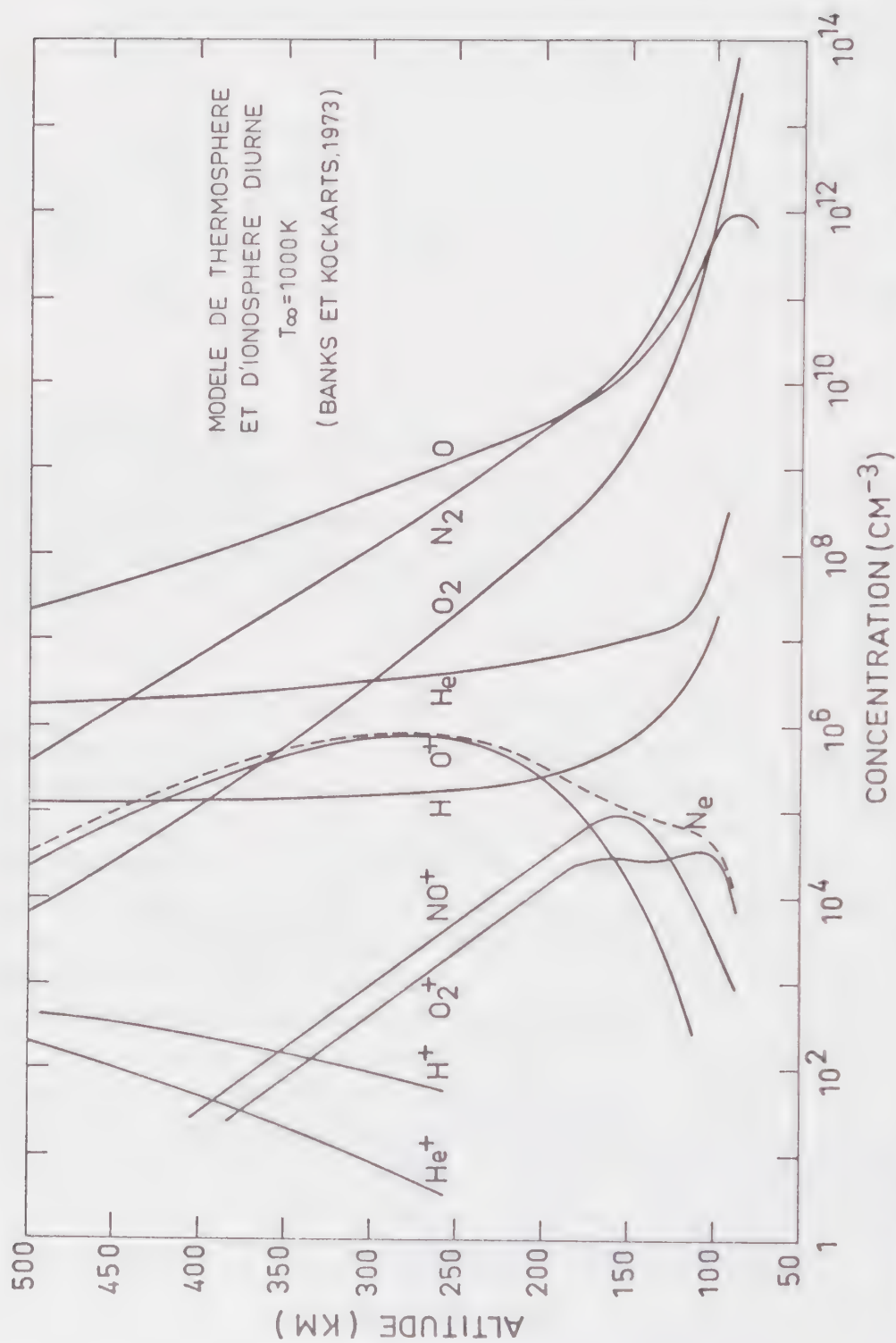
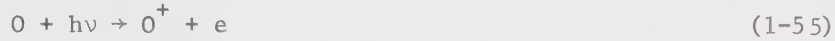


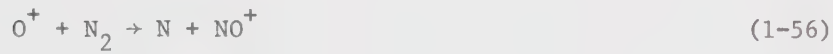
Figure 1-1- Profils verticaux des concentrations des principaux constituants ionosphériques pour une température exosphérique de 1000 K. D'après Banks et Kockarts (1973).

c) Ionosphère à moyenne latitude.

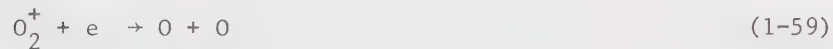
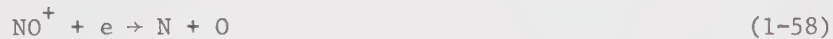
Au-dessus d'environ 100 km, l'oxygène atomique est le principal constituant ionisable par le rayonnement solaire dans la bande 80-910 Å. Lorsque l'ion O^+ est formé par le processus de photoionisation



il est l'objet des réactions (1-56) et (1-57) qui contribuent à la formation des régions F1 et F2 de l'ionisation (*Whitten et Poppoff, 1971; Banks et Kockarts, 1973*) :



Le principal processus de perte des ions moléculaires est la recombinaison dissociative



Compte-tenu des abondances relatives des atomes d'oxygène et des molécules d'oxygène et d'azote, les échanges de charge et la recombinaison dissociative contrôlent l'ionisation dans la région F1 où les ions moléculaires sont prépondérants. A plus haute altitude, la diffusion vers le bas des particules ionisées sous l'influence du champ de gravitation tend à contre-balancer les processus photochimiques; il en résulte que l'ionosphère présente un maximum de concentration au voisinage de 250 km. La figure (1-2) présente les profils diurnes typiques des concentrations électronique et ionique correspondant au modèle d'atmosphère neutre (*Banks et Kockarts, 1973*) .

D'autres processus dynamiques peuvent être importants ; par exemple les ions et les électrons sont entraînés le long des lignes de force du champ magnétique par le vent neutre méridional : ainsi un vent dirigé vers l'équateur entraîne l'ionisation vers le haut , et l'altitude du maximum d'ionisation s'élève. Enfin, la présence de champs électriques dans l'ionosphère est la cause de déplacements perpendiculaires au champ magnétique.

La nuit, en l'absence de photoproduction solaire, la concentration électronique dans l'ionosphère inférieure contrôlée par les échanges de charge et la recombinaison, décroît rapidement; elle est toutefois maintenue à un niveau de 10^3 cm^{-3} à 200 km (*Rishbeth et Garriott, 1969; Banks et Kockarts, 1973*). Dans l'ionosphère supérieure au contraire la recombinaison est faible et des valeurs de concentration électronique aussi élevées que 10^5 cm^{-3} subsistent. La nuit les vents neutres dirigés vers l'équateur équilibrent la diffusion ambipolaire vers le bas, assurant ainsi un maintien au premier ordre de l'ionosphère nocturne. Le maximum de densité électronique se situe typiquement entre 350 et 400 km.

d) Les variations observées dans l'atmosphère neutre.

Les variations observées dans la thermosphère sont, directement ou indirectement, liées aux dépôts locaux d'énergie. Il est possible de ce fait de classer ces variations en trois types correspondant respectivement à la rotation de la terre sur elle-même (variations journalières) et autour du soleil (variations saisonnières), et aux fluctuations de la source d'énergie solaire (variations avec le flux solaire et avec l'activité magnétique).

- Variation journalière :

En première approximation, la température dans la thermosphère et les concentrations des divers constituants suivent le cycle diurne lié à l'alternance du jour et de la nuit; les variations de température sont en fait limitées par le caractère capacitif de l'atmosphère (équation 1-26_c) qui tend d'une part à intégrer les variations de la source, d'autre part à les pondérer selon la capacité thermique locale : à basse altitude la capacité thermique, proportionnelle aux concentrations, est élevée, et les variations de température sont faibles; à haute altitude au contraire la capacité thermique plus faible est la cause de variations de température élevées.

La variation journalière a tout d'abord été mise en évidence par l'observation du freinage des satellites artificiels (*Wyatt, 1959*). Un maximum de densité est atteint à 14 heures locales, le minimum étant étalé autour de 4 heures locales. De nombreuses observations ultérieures ont montré que l'heure du maximum diurne est remarquablement stable à 14 heures (*Jacchia et Slowey, 1968*) ; toutefois le maximum se produit à des heures plus tardives (16-17 heures) en période de faible activité solaire (*Roemer, 1969*).

La procédure de *Jacchia (1965, 1971)* qui transforme les densités observées en température équivalente T_p implique que les variations de T_p soient en phase avec celles des densités. Les premières mesures de température neutre par diffusion incohérente (*Carru et al., 1967*) ont montré que si la température neutre présente, comme la densité, une nette variation journalière, l'heure du maximum est plus tardive et plus variable. La température exosphérique T_∞ observée présente un maximum qui se situe entre 15 et 18 heures (*Carru et al., 1967*; *Nisbet, 1967*; *Mahajan, 1971*; *Mc Clure, 1969*; *Waldteufel, 1970a*). Les amplitudes des variations de T_∞ et de T_p sont du même ordre de grandeur; si on caractérise cette amplitude par le rapport $T_{\max}/T_{\min}$ des températures maximum et minimum, un rapport typique de 1.3 est obtenu pour T_p (*Jacchia, 1971*) et de 1.2 à 1.4 pour T_∞ (*Waldteufel et al., 1972*).

Dans leur analyse théorique, *Harris et Priestner (1962, 1965)* ont obtenu un maximum de température à 17 heures et un rapport $T_{\max}/T_{\min}$ de 2.5 lorsque le seul chauffage EUV solaire est pris en compte; pour représenter les densités observées ils ont suggéré l'existence d'une seconde source d'énergie qu'ils ont attribuée au chauffage particulaire en zone aurorale. Comparée au flux solaire EUV de $1.8 \text{ erg.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ qu'ils ont utilisé, la source secondaire nécessaire pour ramener le rapport $T_{\max}/T_{\min}$ à 1.5 est de $1 \text{ erg.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les mesures ultérieures de température exosphérique ont montré qu'il n'est pas nécessaire de déphaser les températures théoriques obtenues, mais que l'amplitude doit effectivement être réduite.

Il a été alors suggéré que la deuxième source de *Harris et Priestner (1962)* était en réalité une redistribution de l'énergie par les transports atmosphériques (*Diskinson et Geisler, 1968*; *Rishbeth et al., 1969*). *Stubbe (1970)* qui a négligé les vents méridionaux et a calculé la vitesse verticale comme

Harris et Priester (1962) n'a pas confirmé cette hypothèse ce qui suggère que la réduction de l'amplitude de variation diurne est liée aux mouvements méridional et vertical associés. Au contraire, *Volland (1969) et Volland et Mayr (1970)* ont pu réduire l'amplitude des variations de T_{∞} ; par la suite *Mayr et al. (1973)* ont montré que la diffusion moléculaire intervient dans le déphasage entre la concentration d'oxygène atomique et la température. *Bailey et Moffett (1972)*, à l'aide d'un modèle simplifié du vent horizontal et du vent vertical résultant de la divergence des vents horizontaux, ont cherché à montrer l'influence des transports verticaux sur l'amplitude de la variation journalière et sur le déphasage densité-température. *Kockarts (1973_a)* montre qu'une alternance de source et de perte d'énergie d'intensité faible ($\pm 0.1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) suffit à réduire l'amplitude de la variation jour-nuit de la température.

Les mesures de composition à bord de satellites ont suggéré que l'heure H_{max} du maximum diurne varie avec la masse du constituant (*Newton et al., 1973*); à 450 km H_{max} est respectivement de 10.2, 14.9, et 15.6 heures pour l'hélium, l'oxygène atomique et l'azote moléculaire (*Hedin et al., 1973*).

On peut résumer ce survol des études menées sur l'amplitude $T_{\text{max}}/T_{\text{min}}$ et sur l'anomalie de phase entre la température et la densité par les deux remarques suivantes :

i) l'amplitude de la variation de température peut être réduite par des transports d'énergie, ce qui fait l'économie de la seconde source extérieure invoquée par *Harris et Priester (1962)*.

ii) le déphasage semble pouvoir être obtenu soit par un écart à l'équilibre diffusif dans la basse thermosphère, soit par des modifications dans le temps des profils de température dues à la redistribution verticale d'énergie associée à la divergence horizontale du vent neutre.

La description de la variation journalière ne saurait être complète sans comporter des précisions sur la structure en latitude. Selon *Jacchia (1971)*, minimum et maximum absolus de température se situent symétriquement de part et d'autre de l'équateur. Le maximum absolu se situe à la latitude du point sub-solaire, avec un déphasage de 2 heures (14 heures locales).

Waldteufel et Cogger (1971) montrent qu'en fait le maximum absolu semble se trouver à une latitude plus élevée (entre 30° et 40° de latitude au solstice), tandis que le minimum absolu est repoussé au-delà de 45° de latitude : ce fait ressort également d'une analyse détaillée (*Barlier et al., 1973*) de freinage de satellites.

Seuls les modèles tridimensionnels de *Vest (1973)* et de *Straus et al. (1975)* fournissent une description globale de la thermosphère. Leurs résultats numériques semblent assez proches du modèle empirique de *Jacchia (1971)* quant aux distributions des températures et des densités.

- Variation saisonnière.

D'une manière suprenante, la variation semi-annuelle observée sur les densités est plus ample que l'oscillation annuelle. Après la première mise en évidence d'une périodicité de 6 mois (*Paetzold et Zschörner, 1960*), de nombreux travaux ont précisé les caractéristiques principales de cette variation (*Cook, 1969; Harris et Priestner, 1969; Jacchia, 1971*): les maximums se produisent en mars et en octobre et les minimums en janvier et juillet. La variation semi-annuelle est sensible à partir d'un niveau de 90 km et jusqu'au-dessus de 1000 km. L'idée initiale que les variations de densités sont associées à des variations de température exosphérique équivalente T_p (*Jacchia, 1965*) ne permet pas de représenter les variations observées à basse altitude. Ceci a conduit *Jacchia (1971)* à superposer un effet annuel sur T_p et une modulation semi-annuelle de la densité, indépendante de la température.

Les mesures de température exosphérique montrent par contre (*Waldteufel, 1970_a*) que les variations saisonnières de la température neutre à 45° de latitude nord comportent une oscillation annuelle principale, d'amplitude 50 K et maximum au solstice d'été, et une composante semi-annuelle d'amplitude plus faible (30 K) maximum aux équinoxes. Cette variation de température est semblable à la formulation donnée par *Jacchia (1965)* pour les températures équivalentes aux densités T_p . *Vercheval (1976)* confirme la nécessité d'une influence partielle de la température sur l'effet semi-annuel.

L'interprétation définitive des variations saisonnières reste à faire. Il est probable qu'une part importante de la variation semi-annuelle doit trouver son origine dans la basse thermosphère (Cook, 1969). Volland et al. (1972) suggèrent même une dissipation d'énergie dans la basse thermosphère d'ondes de marée et de gravité engendrées dans la mésosphère, ainsi qu'une variation semi-annuelle du chauffage par effet joule des courants ionosphériques. Mayr et Volland (1972_b) ont montré la cohérence d'un modèle tridimensionnel, incluant les transports diffusifs, avec les observations de ce phénomène.

Après la découverte par Keating et Prior (1968) d'un surplus d'hélium au-dessus du pôle hiver par comparaison au pôle été, Johnson et Gottlieb (1970) ont suggéré que le transport de matière des zones chaudes (hémisphère été) aux zones froides (hémisphère hiver) est plus efficace sur les constituants légers (He, O) que sur les molécules plus lourdes (N₂, Ar). Cette hypothèse a été appuyée ensuite par la mise en évidence d'un surplus d'oxygène atomique en hiver et d'un déficit en été (Waldteufel, 1970_r; Cox et Evans, 1970; Perret, 1971; Alcaydé et al., 1974_a). Kockarts (1972) a montré que le surplus d'éléments légers en hiver peut également être expliqué par des variations latitudinales et saisonnières de l'effet de la turbulence à la limite basse de la thermosphère; ainsi l'effet d'un système de vent sur les distributions verticales des constituants peut être représenté par un coefficient de diffusion turbulente approprié ou vice-versa (Kockarts, 1973_b). Circulation et turbulence peuvent donc jouer un rôle simultané et complémentaire sur la structure de la thermosphère (Barlier et al., 1974).

Tandis que la circulation ou la turbulence tendent à réduire les concentrations des constituants en été, les variations de température tendent à les augmenter, et d'une manière plus sensible pour N₂ puis O que pour He dont l'échelle de hauteur est plus grande. Les deux effets sont du même ordre de grandeur pour l'oxygène atomique, tandis que l'azote est seulement affecté par les variations de température et l'hélium par la dynamique essentiellement (Johnson et Bauer, 1973). Cette description qualitative a été traduite quantitativement par Mayr et Volland (1972_b). Bien que le modèle de Mayr et Volland (1972_b) ne donne pas de résultats satisfaisants quant à l'amplitude des variations semi-annuelles de la densité totale, qui résultent d'une composition de variations en antiphase de l'oxygène et de l'azote, il fournit une description qualitative en accord avec l'observation.

- Variations liées à l'activité solaire.

Après qu'une variation de période approximative de 27 jours ait été découverte par *Jacchia et Briggs (1958)*, une corrélation a été mise en évidence entre les densités thermosphériques et la période de 27 jours de rotation du soleil. Cette variation est par conséquent liée à l'activité solaire et à la présence sur la face visible du soleil de plages d'activité émettant un rayonnement plus important que le niveau continu. L'indice qui caractérise usuellement cette activité est le flux solaire radioélectrique à 10,7 cm (dont l'intensité est généralement donnée en unités de $10^{-22} \text{ W.m}^{-2}.\text{hz}^{-1}$; cette unité sera choisie dans la suite de ce mémoire); la mesure du flux $F_{10.7}$ qui trouve son origine dans les mêmes centres d'émission que le rayonnement ultraviolet, est possible au niveau du sol.

Les diverses observations de densité et de température exosphérique montrent que les variations liées à l'activité solaire peuvent être représentées par une formulation simple. L'activité solaire et ses fluctuations comprennent une composante lentement variable caractérisée par le cycle undecennal d'apparition des taches solaires; une moyenne $\bar{F}_{10.7}$ sur plusieurs rotations solaires du flux $F_{10.7}$ fournit l'indice correspondant. L'écart $(F_{10.7} - \bar{F}_{10.7})$ qui représente les fluctuations de l'activité solaire autour de la composante lentement variable, prend en compte en particulier le cycle de 27 jours.

Les variations de température et de densité sont toutes deux représentées par une combinaison linéaire de ces deux indices, dont les coefficients sont très voisins (*Jacchia, 1965; Waldteufel, 1970_a; Jacchia, 1971*). La meilleure approche est obtenue lorsqu'on caractérise une journée de mesure par le flux obtenu la veille. *Waldteufel (1970_a)* suggère que la loi linéaire de proportionnalité avec $(F_{10.7} - \bar{F}_{10.7})$ n'est correcte que pour de faibles valeurs de $(F_{10.7} - \bar{F}_{10.7})$ de l'ordre de 30, tandis qu'une saturation se produit au-delà; cette idée a été confirmée par *Barlier et al. (1976)* qui ont détecté un effet de saturation du même ordre sur les variations de densité.

Jacchia (1965) et *Waldteufel (1970_a)* ont modulé les variations dues au flux solaire par une oscillation semi-annuelle en phase avec l'oscillation semi-annuelle décrite ci-dessus. *Jacchia (1971)* a au contraire abandonné cette

modulation. Il est vrai que l'effet du flux solaire absorbé dans la thermosphère dépend de la composition atmosphérique, et par conséquent doit être modulé par les variations de composition. Cependant, il n'est pas évident que cette modulation doive être en phase avec l'oscillation semi-annuelle de densité ou de température.

A l'éjection de particules par le soleil correspond une activité géomagnétique dont *Jacchia (1959)* a été le premier à mettre en évidence l'effet sur la thermosphère. Des variations rapides et intenses de la densité atmosphérique sont observées en corrélation avec des perturbations géomagnétiques. L'indice généralement utilisé est l'indice planétaire trihoraire K_p , la meilleure corrélation étant obtenue avec un délai de 3 à 6 heures.

En ce qui concerne l'étude de l'effet géomagnétique sur la densité les formulations les plus récentes (*Roemer, 1972*) révèlent une dépendance sensible des variations de température exosphérique équivalente avec la latitude. A 45° de latitude, le coefficient de variation linéaire avec K_p est de $(33 \pm 6) K_p (K_p)^{-1}$. Les variations de température exosphérique observées à Saint-Santin (45° N) conduisent à un coefficient plus faible, de l'ordre de $20 K_p (K_p)^{-1}$ (*Waldteufel, 1970_a; Alcaydé et al., 1972_b*). Un effet non linéaire est observé pour de fortes perturbations magnétiques (*Jacchia et al., 1967*).

La représentation de l'effet géomagnétique sur la densité par des variations de température exosphérique implique que seule la température exosphérique est modifiée sans que la forme du profil de température soit altérée. Deux écarts importants ont été observés par rapport à cette hypothèse. Tout d'abord, aux altitudes inférieures à 200 km, les variations de densité observées sont plus importantes que celles données par une variation de température exosphérique (*King-Hele et Walker, 1969, 1971; Ching, 1971, 1972; Barlier et Meyer, 1968*). Par ailleurs les observations de composition par spectrographie de masse en zone aurorale révèlent que l'accroissement d'oxygène atomique est plus faible que l'accroissement de N_2 (*Taeusch et al., 1971*). Un tel comportement ne peut s'expliquer que par un écart important à l'équilibre diffusif dû à des mouvements verticaux intenses associés aux dépôts d'énergie locaux (*Mayr et Volland, 1973; Johnson et Bauer, 1973*). *Mayr et Volland (1973)* ont par ailleurs démontré que les températures T_p déduites de l'observation des densités, dans l'hypothèse de l'équilibre diffusif, ne sont pas représentatives des températures du gaz neutre en période d'orage magnétique : à 45°

de latitude la variation de température du gaz neutre est plus faible que celle de T_p , tandis qu'en zone aurorale les variations de température sont plus importantes que celles de T_p . Ces résultats théoriques s'accordent aux variations importantes de température observées en zone aurorale (*Blamont et Luton, 1972*), ainsi qu'avec les observations à moyenne latitude indiquant une proportionnalité avec K_p plus faible que dans *Jacchia (1965, 1971)* (*Waldteufel, 1970* ; *Alcaydé et al., 1972_b*).

II - TECHNIQUE UTILISEE POUR L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE

II-1- PRINCIPE DE LA DIFFUSION INCOHERENTE.

Sous l'action d'un champ électromagnétique de fréquence ω_0 , les électrons d'un plasma tel que l'ionosphère diffusent une fraction de l'énergie incidente. Si le plasma est rigoureusement homogène, les phases des ondes diffusées se neutralisent et l'amplitude résultante est nulle; autrement dit, la puissance diffusée existe du fait des fluctuations de la densité électronique. Plus précisément, on établit que le spectre de fréquence de l'amplitude du champ électrique diffusé $E(\omega - \omega_0)$ est proportionnel à $n(\vec{k}, \omega)$, spectre de la composante de *Fourier* spatiale de n_e dans la direction $\vec{k}$ (différence des vecteurs ondes diffusées incidentes).

Les fluctuations que l'on considère ici ont une origine thermique et sont très petites par rapport à la distribution maxwellienne d'équilibre. Les diverses méthodes de calcul du spectre diffusé sont passées en revue par *Bauer* (1975). Le résultat dépend au premier chef du rapport de la longueur d'onde émise λ à la longueur de *Debye* λ_D qui caractérise la portée effective des interactions coulombiennes dans le plasma :

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2} \right]^{1/2} \quad (1-60)$$

ϵ_0 étant la permittivité du vide, T la température du plasma, n_e la concentration électronique et e la charge électrique élémentaire.

Si $\lambda \ll \lambda_D$ les fluctuations à considérer se développent à l'intérieur d'une "sphère *Debye*"; les électrons ont des trajectoires presque indépendantes, et la puissance diffusée se répartit suivant le spectre *Doppler* d'un gaz d'électrons libres : il s'agit d'une gaussienne centrée sur la fréquence ω_0 , de largeur proportionnelle à la vitesse thermique (soit à $\sqrt{T_e}$).

Si $\lambda \gg \lambda_D$ les interactions coulombiennes interviennent et couplent en particulier les mouvements des électrons à ceux des ions. Le spectre diffusé se structure en fonction des fréquences propres du plasma ($\pm \Omega_p$) qui sont des ondes pseudosonores assez fortement amorties, et celles ($\pm \omega_p$) des ondes électrostatiques de plasma.

Les raies à $\pm \Omega_p$ assez étalées, se recouvrent partiellement pour former la partie centrale (appelée spectre ionique) du spectre qui regroupe la presque totalité de la puissance diffusée.

Le second cas est le plus intéressant à tous points de vue et tous les expérimentateurs en géophysique externe ont choisi ω_0 de façon à s'y placer le plus souvent possible.

Le spectre ionique dépend de paramètres caractéristiques du milieu :

- la densité électronique n_e ,
- les températures électronique T_e et ionique T_i ,
- la composition du gaz d'ions.

Le décalage du centre du spectre par rapport à la fréquence d'émission est dû au mouvement des ions le long du vecteur $\vec{k}$. Dans la configuration du sondeur de *Saint-Santin Nançay* (Carru et al., 1966; Petit, 1969), cette direction est parallèle, à quelques degrés près, au champ magnétique terrestre, de sorte que la vitesse ionique mesurée est la composante parallèle au champ magnétique du vecteur vitesse ionique (Vasseur, 1969).

Dans les gammes d'altitude où la population ionique comporte deux ions majoritaires, la composition peut être représentée par un paramètre unique, la concentration relative de l'un des deux ions. Ainsi au-dessus de 500km où les ions O^+ et H^+ sont majoritaires, la composition ionique est définie par le rapport $n(H^+)/n_e$ par exemple. Dans la région F1 (120-220 km), les ions prépondérants sont O^+ d'une part, NO^+ et O_2^+ d'autre part. Les ions moléculaires étant de masse voisine (30 et 32 u.m.a) on peut les assimiler à un ion moléculaire unique M_2^+ de masse moyenne 30.5 u.m.a et de concentration

$$n(M_2^+) = n(NO^+) + n(O_2^+) \quad (1-61)$$

La composition est alors représentée par le paramètre p :

$$p = \frac{n(M_2^+)}{n_e} = 1 - \frac{n(O^+)}{n_e} \quad (1-62)$$

Entre 220 km et 500 km, l'ion oxygène atomique est seul majoritaire, et la composition ionique est ainsi connue sans ambiguïté,

Lorsque le libre parcours moyen des particules est égal ou inférieur à la dimension du volume de gaz étudié (dans le cas présent à la longueur d'onde de l'émission), les collisions altèrent les fluctuations de la fonction de distribution, et doivent donc être prises en compte dans l'équation (1-1). Diverses approches ont été utilisées pour traiter ce problème, dont l'esprit général est d'inclure des collisions conservant l'un des invariants physiques, tels la concentration, le moment ou l'énergie (voir *Bauer, 1975*). Ces conditions existent dans la basse ionosphère aux niveaux inférieurs à 120 km. Mais l'étude du spectre de diffusion est simplifiée dans ces gammes d'altitude, du fait de l'égalité thermique entre électrons, ions et neutres et de la prépondérance des ions moléculaires de masse moyenne 30.5 (u.m.a). L'analyse du spectre de diffusion conduit alors à la définition des paramètres de :

- densité électronique,
- températures du gaz (neutre, électronique et ionique),
- vitesse ionique parallèle au champ magnétique terrestre,
- fréquence de collision ion-neutre.

Ce qui précède conduit à considérer trois régions d'intérêt dans l'ionosphère correspondant approximativement aux régions F2 (220-500 km), F1 (120-220 km) et E(90-120 km).

A - Région F2 (au-dessus de 220 km).

Dans cette région de l'ionosphère l'ion oxygène atomique est majoritaire, et le constituant neutre prépondérant est l'oxygène atomique. Le chauffage sélectif des électrons ambiants par les électrons énergétiques créés par l'interaction du rayonnement solaire et de l'atmosphère neutre (photo-électrons) conduit à une température électronique élevée, pouvant atteindre 2000 à 3000 K. L'équilibre énergétique des électrons met en jeu le transfert d'énergie des électrons aux ions et aux neutres; la capacité thermique des ions étant faible devant celle des neutres, les ions atteignent une température intermédiaire entre celle des électrons et celle des neutres; l'énergie reçue par les ions est redistribuée par collision sur les neutres.

L'analyse du spectre de diffusion fournit donc une estimation des quatre paramètres suivants, avec les incertitudes typiques obtenues sur chacun d'eux (*Petit, 1968*):

- densité électronique n_e ($\pm 1 \%$),
- température électronique T_e (± 20 K),
- température ionique T_i (± 10 K),
- vitesse ionique parallèle au champ magnétique $C_{i//}$ ($\pm 3 \text{ m.s}^{-1}$).

La nuit, en l'absence de chauffage sélectif par les photo-électrons, les températures électronique, ionique et neutre s'égalisent.

Les estimations des erreurs sont faites pour des temps d'intégration du spectre d'environ 3-4 minutes ; 30 à 40 minutes sont alors nécessaires pour obtenir un profil complet dans cette région (10 altitudes de mesures).

B - Région F1 (entre 120 et 220 km).

Aux quatre paramètres précédents vient s'ajouter celui de la composition p défini par (1-62). Cette estimation de la composition est complexe car plusieurs groupes différents de paramètres (T_e , T_i , p) peuvent conduire à des spectres de diffusion semblables (*Petit, 1968; Waldteufel, 1970_a*) et seule une grande qualité technique de l'appareillage permet d'obtenir des valeurs de p avec une incertitude inférieure à 40 %; ceci conduit, spécialement dans les gammes d'altitude où p est voisin de 0.6, à des incertitudes sur T_e et T_i de l'ordre de 30 % (*Petit, 1968*).

C - Région E (au-dessous de 120 km).

Les températures électronique et ionique étant égales, et la composition connue, on est réduit à la détermination de n_e ($\pm 1 \%$) de $T_e = T_i$ (± 10 K) et de la fréquence de collision ν_{in} ($\pm 10 \%$).

Nous allons maintenant considérer successivement ces trois gammes d'altitude et voir comment l'ionosphère peut être utilisée comme un traceur de l'atmosphère neutre dont elle permet la détermination de certains paramètres fondamentaux.

II-2- APPLICATION A L'ETUDE DE LA THERMOSPHERE.

A - Région F2 de l'ionosphère.

Le gaz ionique est en équilibre énergétique entre le gaz électronique et le gaz neutre; les termes source et perte dans l'équation (1-26_c) sont ici les échanges collisionnels entre les ions et les électrons d'une part (L_{ei}), et entre les ions et les neutres d'autre part (Q_{in}) : l'équation (1-26_c) s'écrit donc pour les ions (indice i) :

$$\frac{\rho_i c_{v_i}}{m_i} \frac{DT_i}{Dt} + p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{C}_i + \vec{\nabla} \cdot (-K_i \vec{\nabla} T_i) = L_{ei} + Q_{in} \quad (1-63)$$

L_{ei} est le taux d'échange d'énergie dans les collisions élastiques électrons-ions. Il s'écrit sous la forme (Banks, 1966) :

$$L_{ei} = \sum_{\alpha} L_{ei\alpha} = 7.68 \times 10^{-6} n_e T_e^{-3/2} (T_e - T_i) \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{M_{\alpha}} \text{ (eV.cm}^{-3}\text{.s}^{-1}\text{)} \quad (1-64)$$

où n_e est en (cm^{-3}) et α spécifie l'ion d'espèce α de masse moléculaire M_{α} (u.m.a.) et de concentration n_{α} (cm^{-3}). Dans la région F2, T_e est supérieur à T_i , et L_{ei} est ainsi une source d'énergie pour les ions.

Dans les échanges ion-neutre Q_{in} , interviennent d'une part les transferts d'énergie thermique (L_{in}), d'autre part les transferts de quantité de mouvement par friction entre les deux gaz de vitesses macroscopiques différentes (F_{in}). Ainsi on obtient Q_{in} par sommation sur tous les ions α et sur tous les neutres β :

$$Q_{in} = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} (L_{i\alpha n_{\beta}} + F_{i\alpha n_{\beta}}) = L_{in} + F_{in} \quad (1-65)$$

avec (Stubbe, 1971) :

$$L_{in} = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} 2n_{i\alpha} \frac{\mu_{i\alpha n_{\beta}}^2}{m_{i\alpha} m_{n_{\beta}}} v_{i\alpha n_{\beta}} \frac{3k}{2} (T_n - T_i) \quad (1-66)$$

$$F_{in} = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} 2n_{i\alpha} \frac{\mu_{i\alpha n_{\beta}}^2}{m_{i\alpha} m_{n_{\beta}}} v_{i\alpha n_{\beta}} \frac{1}{2} m_{n_{\beta}} (\vec{C}_i - \vec{C}_n)^2 \quad (1-67)$$

$$\mu_{i\alpha n\beta} = \frac{m_{i\alpha} m_{n\beta}}{m_{i\alpha} + m_{n\beta}} \quad \text{est la masse réduite du couple } (\alpha, \beta)$$

$$v_{i\alpha n\beta} \quad \text{est la fréquence de collision entre l'ion } \alpha \text{ et le neutre } \beta$$

T_i étant supérieur à T_n , le terme L_{in} est une perte d'énergie pour les ions; au contraire F_{in} est un terme source.

Si on limite l'étude à la gamme d'altitude 220-500 km, l'équation (1-63) se simplifie car il est permis (*Nisbet, 1967*) de négliger les termes d'énergie interne, de travail effectué par le gaz, de conduction et de friction ion-neutre, les seuls termes prépondérants étant L_{ei} et L_{in} ; l'équation (1-63) s'écrit alors :

$$L_{ei} + L_{in} = 0 \quad (1-68)$$

Cette simplification sera vérifiée *à postériori* dans le chapitre 2. Si on considère que l'oxygène atomique est majoritaire, sous forme neutre et ionisée, L_{ei} et L_{in} s'écrivent (*Banks, 1966*):

$$L_{ei} = 4.8 \times 10^{-7} n_e^2 T_e^{-3/2} (T_e - T_i) \quad (\text{eV.cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (1-69)$$

$$L_{in} = 2.1 \times 10^{-15} n_e n(0) (T_i + T_n)^{1/2} (T_n - T_i) \quad (\text{eV.cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (1-70)$$

et l'équation (1-68) devient :

$$n(0) (T_i + T_n)^{1/2} (T_i - T_n) = 2.29 \times 10^8 n_e T_e^{-3/2} (T_e - T_i) \quad (1-71)$$

T_n étant assez voisin de T_i , on peut, en première approximation et pour la clarté du texte, approximer $(T_i + T_n)^{1/2}$ par $(2 T_i)^{1/2}$ et ainsi la relation (1-71) s'écrit :

$$n(0) (T_i - T_n) = f(z) \quad (1-72)$$

où $f(z)$ est une fonction de l'altitude et des paramètres mesurés n_e , T_e , T_i . $n(0)$ et T_n étant tous deux dépendants de l'altitude, le problème consiste à

résoudre l'équation (1-72) aux divers niveaux de mesure de n_e , T_e , T_i . La méthode employée a été exposée en détail par *Bauer et al.* (1970): seules les lignes générales sont rappelées ci-dessous.

Les deux variables $n(0)$ et $T_n(z)$ peuvent être représentées dans la gamme d'altitude en fonction de trois paramètres indépendants, moyennant deux hypothèses sur leurs distributions en altitude :

i) la température neutre varie en fonction de l'altitude suivant la relation de *Bates* (1959) (relation 1-53), et dépend donc de trois paramètres : la température à 120 km (T_0), la température exosphérique (T_∞) et le paramètre de pente (s). La température à 120 km est généralement supposée constante dans les divers modèles discutés dans la première partie; elle varie cependant entre deux valeurs extrêmes (340 à 450 K) suivant le flux solaire principalement (*Carru et al.*, 1967; *Waldteufel*, 1970_a); pour une journée la variation diurne est de l'ordre de 30 K (*Fontanari*, 1973; *Bernard*, 1974_b; *Salah et al.*, 1974). Ne disposant pas de modèle empirique pour ces variations, la température à 120 km a été considérée constante (390 K) : l'influence de ce choix sur la détermination de T_n et de $n(0)$ au-dessus de 220 km sera discutée dans un prochain paragraphe;

ii) la concentration d'oxygène atomique varie en altitude selon la loi de l'équilibre diffusif :

$$n(0)(z) = n(0)(z_0) \frac{T_n(z_0)}{T_n(z)} \exp\left\{-\int_{z_0}^z \frac{m(0)g(z)}{k T_n(z)} dz\right\} \quad (1-73)$$

La concentration au niveau z est ainsi déterminée par le profil de température et par la concentration à un niveau de référence z_0 arbitraire choisi dans la gamme d'altitude considérée (200-500 km).

Avec ces hypothèses, les deux inconnues T_n et $n(0)$ s'expriment en fonction de trois paramètres indépendants de l'altitude : T_∞ , s , $n(0)(z_0)$.

La méthode consiste à ajuster cet ensemble de trois paramètres de façon que, dans la relation (1-72), la température ionique obtenue à chaque niveau

$$T_i^* = T_n + \frac{1}{n(0)} f(z) \quad (1-74)$$

approche au mieux la température ionique expérimentale selon la méthode du maximum de vraisemblance. La méthode numérique a été exposée en détail par *Petit (1968)*, *Waldteufel (1970)* et *Fontanari (1973)*, et consiste à minimiser l'expression :

$$\sigma^2 = \sum_k \left[\frac{T_i - T_i^*}{\Delta T_i} \right]^2_k \quad (1-75)$$

où k spécifie le niveau de la mesure et ΔT_i est l'incertitude sur la température mesurée T_i .

Les quantités à déterminer étant rassemblées dans le produit $(T_i - T_n) n(0)$ cela implique que $(T_i - T_n)$ et $n(0)$ sont déterminés avec des précisions semblables : à 300 km $(T_i - T_n)$ étant de l'ordre de 100 K dans la journée, et l'erreur sur T_i d'environ 10 K, l'incertitude relative sur les déterminations de $(T_i - T_n)$ et sur $n(0)$ est par conséquent de 10 % si $f(z)$ est connue exactement; une incertitude typique de 15 % est en fait obtenue. Les incertitudes sur les coefficients numériques dans (1-69) et (1-70) sont de 10 % (*Banks, 1967*) de sorte que $n(0)$ peut être affecté d'une erreur systématique de 20 %.

Il s'est avéré (*Bauer et al., 1970*) que l'évaluation numérique simultanée des trois paramètres est malaisée parce que $n(0)$ et s n'ont pas un poids équivalent sur toute la gamme d'altitude. Au-dessus de 300 km en effet, la température neutre est très voisine de la température exosphérique, et le choix du paramètre s est indifférent dans la résolution de (1-72). Au-dessous de 300 km, au contraire, T_n dépend sensiblement de s , tandis que l'écart $(T_i - T_n)$ devient petit; l'erreur relative sur ce terme et sur $n(0)$ s'accroît lorsque z diminue, ce qui signifie que $n(0)$ n'a pas un poids important dans la résolution de (1-72). Ces considérations justifient la procédure en deux étapes employée par *Bauer et al. (1970)*:

- i) détermination de $n(0)_{(z_0)}$ et T_∞ à l'aide des mesures obtenues au-dessus de 300 km, s étant fixé arbitrairement;
- ii) compte-tenu de $n(0)$ obtenu, T_∞ et s sont ajustés sur l'ensemble des données expérimentales.

La cohérence de la méthode est vérifiée par l'obtention de deux déterminations voisines de T_∞ dans chaque étape (*Bauer et al.*, 1970).

Il reste à évaluer l'importance du choix arbitraire de T_{120} . Une variation de T_{120} de 50 K produit une variation de T_n de 4 K à 280 km et de 0.4 K à 500 km. Ces écarts sont inférieurs, dans la gamme 220-500 km, à l'erreur expérimentale sur T_i . L'écart sur la détermination de $n(0)_{(z_0)}$ lorsque T_{120} vaut 355 K puis 390 K est inférieur à 1 %. On peut donc conclure que le choix de T_{120} n'a pas de conséquence sensible sur les paramètres déterminés; il faudra cependant garder présent à l'esprit que les profils de température neutre et de concentration d'oxygène atomique ne sont réalistes que pour des altitudes supérieures à 200 km environ.

Une limitation à la méthode provient du fait qu'en l'absence de photoproduction solaire, la source sélective sur les électrons est nulle et les températures électronique et ionique s'égalisent sur la température neutre. Ainsi la nuit la relation (1-68) est triviale : elle est assurée par la double égalité

$$L_{ei} = L_{in} = 0 \quad (1-76)$$

Le profil de température neutre est donc obtenu sans ambiguïté par la mesure du profil de température ionique, tandis qu'il y a indétermination sur $n(0)$. Les variations journalières de T_∞ et de s sont donc obtenues, alors que seules les variations diurnes de $n(0)_{(z_0)}$ seront disponibles.

Par rapport à la méthode exposée par *Bauer et al.* (1970), une légère amélioration a été introduite en tenant compte dans l'expression de L_{in} des collisions $O^+ - N_2$. Les concentrations d'azote moléculaire sont obtenues à l'aide du modèle *Jacchia* (1971). Ce terme correctif ne joue qu'un rôle secondaire au niveau inférieur de la gamme d'altitude considérée.

B - Région F1 de l'ionosphère.

L'interprétation des spectres de diffusion incohérente à l'aide des 5 paramètres n_e , T_e , T_i , p et $C_{i//}$ est malaisée, malgré les progrès techniques apportés à l'expérience, ce qui conduit à des mesures relativement imprécises; le manque d'ionisation nocturne limitant par ailleurs les mesures à la période d'ensoleillement, les résultats obtenus sur une seule journée d'expérimentation sont dans la pratique inexploitable. Pour ces diverses raisons *Fontanari (1973)* a préféré rassembler les données en 4 périodes de l'année, centrées respectivement sur les solstices et les équinoxes; pour chaque période et à chaque altitude de mesure, les données obtenues en 1969-1970 ont été rassemblées par intervalles d'une demi-heure puis moyennées sur ces intervalles. Cette méthode élimine les variations aléatoires des paramètres, et met donc en évidence les variations à l'échelle de la journée et stables sur des périodes de 3 mois; elle a aussi l'avantage de réduire statistiquement les incertitudes affectant les mesures.

Deux paramètres retiendront notre attention dans ce mémoire, le paramètre de composition ionique p , et la température ionique T_i . Le couplage ion-neutre, représenté par la fréquence de collision ν_{in} proportionnelle à la densité neutre ρ , croît exponentiellement lorsque z décroît. Au contraire le couplage électron-ion reste borné supérieurement du fait que la concentration électronique passe par un maximum. Pour compenser dans L_{in} la croissance exponentielle de ν_{in} , la différence de température $(T_i - T_n)$ tend vers zéro lorsque l'altitude décroît : $(T_i - T_n)$ est inférieure à 1 K au-dessous de 200 km; la mesure de T_i est par conséquent une mesure de la température neutre T_n dans la région F1.

C - Région E de l'ionosphère.

Le couplage électron-ion-neutre assure l'égalité thermique du plasma et du gaz neutre. L'interprétation des spectres se résume donc à la détermination des 4 paramètres n_e , T_i , $C_{i//}$ et ν_{in} . L'interprétation théorique des spectres en présence de collisions ion-neutre nécessite l'utilisation d'approximations dans le calcul du terme collisionnel de l'équation de *Boltzmann*.

Nous aurons à utiliser dans ce mémoire certains résultats basés sur l'hypothèse que les collisions conservent (*Waldteufel, 1970_a*) la quantité de mouvement et l'énergie thermique avec équirépartition entre les ions et les neutres.

La fréquence de collision ν_{in} ainsi obtenue donne une mesure de la concentration de l'azote moléculaire par la relation approchée

$$n(N_2) = 0.83 \times 10^{-9} \nu_{in} \quad (1-77)$$

si l'on tient compte des abondances relatives de l'oxygène moléculaire et de l'oxygène atomique (*Waldteufel, 1970_a*).

Ici encore, la mesure de la température ionique est une mesure de température neutre. Toutefois, comme dans la région F1, les concentrations sont trop faibles la nuit pour permettre une mesure. Les deux paramètres T_n et $n(N_2)$ ne sont donc déterminés que pendant les heures d'ensoleillement.

II-3- DISCUSSION.

Un sondeur à diffusion incohérente, comme toute station à site fixe, permet la mesure de variations temporelles découplées de tout effet spatial. Ainsi, en ce qui concerne le sondeur français de *Saint-Santin*, la durée des expérimentations (36 heures environ) permet l'étude des variations à court terme, et leur fréquence (bimensuelle) permet de connaître, par un échantillonnage important, les variations à long terme; contrairement aux mesures par satellite, où elles souffrent de couplages inévitables, ces variations sont ici détectées de façon indépendante.

L'intérêt essentiel de la technique de diffusion incohérente réside dans la détermination quasi simultanée du profil vertical de température neutre à travers toute la thermosphère; il faut rappeler ici que les variations de température contrôlent, en première approximation, les variations de concentrations relatives, de densité et de pression.

Par ailleurs, la détermination de la température neutre s'accompagne de la mesure des divers paramètres fondamentaux de la thermosphère, ce qui permet des interprétations directes originales : dans la région F2 par exemple, la mesure simultanée de la température neutre et de la concentration d'oxygène atomique fournit 2 des 3 paramètres fondamentaux du gaz neutre.

L'étude de l'atmosphère neutre par diffusion incohérente présente enfin un intérêt plus subtil mais non négligeable : le passage des données ionosphériques effectivement recueillies aux paramètres d'atmosphère neutre s'effectue, suivant la gamme d'altitude considérée, à partir de lois physiques différentes; la comparaison des résultats ainsi obtenus constitue donc un véritable test de la cohérence des mesures effectuées.

Cette technique présente toutefois certaines limitations qu'il faut préciser. La principale à notre sens est qu'elle ne donne pas accès aux variations latitudinales des paramètres. Des mesures comparatives à partir de satellites polaires pallient ce déficit à certains niveaux. La seconde est qu'elle restreint l'étude à celle de paramètres prépondérants, température et concentration du constituant majoritaire, sans donner d'accès à la mesure de constituants minoritaires qui ont cependant leur intérêt dans l'étude de phénomènes dynamiques (transport ou diffusion moléculaire). Enfin, certains paramètres ne sont pas déterminés la nuit, et seules leurs variations diurne et à long terme sont accessibles. Cette dernière restriction nous amène, pour la clarté du texte, à distinguer les *variations journalières*, observées sur une période de 24 heures, des *variations diurnes* observées pendant les périodes d'ensoleillement. Nous désignerons enfin par *oscillations diurne*, *semi-diurne* et *ter-diurne* les composantes spectrales de périodes respectives 24, 12 et 8 heures.

Nous nous limiterons dans cette étude aux trois aspects essentiels des variations thermosphériques auxquels la technique de diffusion incohérente permet d'accéder : les variations à long terme, les variations journalières ou diurnes, et la structure en altitude.

CHAPITRE 2

PRESENTATION ET DISCUSSION
DES DONNEES EXPERIMENTALES OBTENUES
PAR DIFFUSION INCOHERENTE

CHAPITRE 2

	Pages
I - DESCRIPTION DES DONNEES	63
I-1- VARIATION JOURNALIERE DE T_{∞} ET SON EVOLUTION SAISONNIERE	63
A - Solstice d'été	63
B - Solstice d'hiver	65
I-2- VARIATION DIURNE DE $n(0)$ ET SON EVOLUTION SAISONNIERE	67
A - Solstice d'été	68
B - Solstice d'hiver	68
I-3- VARIATION JOURNALIERE DANS LA REGION F1	69
A - Paramètre s et (ΔT_{120}) équivalent	69
B - Variation diurne de la température dans la région F1	71
II - DISCUSSION DES DONNEES	73
II-1- TEMPERATURE NEUTRE	73
A - Température exosphérique	73
B - Température neutre dans la région F1	75
II-2- OXYGENE ATOMIQUE	
A - Termes négligés - Justification "à postériori"	79
B - Résolution numérique de $L_{ei} + L_{in} = 0$	85
C - Comparaison avec divers modèles	89
D - Conclusions sur la détermination de $n(0)$ par diffusion incohérente	92

La méthode d'obtention de la température neutre et de la concentration d'oxygène atomique, décrite dans le premier chapitre, a été appliquée aux données ionosphériques obtenues au cours de 90 journées d'observations réparties entre 1969 et 1972. Avant d'aborder l'analyse globale de ces données, il est nécessaire de décrire sommairement l'évolution journalière des paramètres analysés, et de la comparer au modèle de référence Jacchia (1971). Cela fait l'objet de la première partie dans laquelle on montrera qu'il existe un accord global pour les divers paramètres; il apparaît cependant des différences d'évolutions journalière et à long terme, et ce plus particulièrement sur les concentrations d'oxygène atomique. Les comparaisons montrent en effet que le modèle Jacchia (1971) surestime les concentrations d'oxygène atomique au niveau 200 km pour des journées voisines du solstice d'été, tandis qu'en hiver les valeurs observées sont en accord satisfaisant avec celles fournies par le modèle. En outre, la variabilité journalière observée est plus importante que dans le modèle. Enfin, il apparaît également quelques écarts quant aux valeurs moyennes et à l'allure de la variation diurne de température, tant au niveau exosphérique que dans la thermosphère.

Le modèle Jacchia (1971) étant essentiellement représentatif des densités totales, la température neutre paramétrée par ce modèle n'est qu'un artifice pratique pour son utilisation : les différences entre le modèle et les observations ne présentent donc pas de caractère fondamental et, en tout état de cause, ne sont pas très importantes. Au contraire, les écarts de concentration d'oxygène atomique, qui est le constituant majoritaire entre 300 et 600 km, sont significatifs : on est donc amené à analyser la validité de la détermination de l'oxygène atomique à partir des données ionosphériques de diffusion incohérente. Cette discussion critique forme l'objet central de la seconde partie de ce chapitre : on y montre d'abord que la principale difficulté à déterminer la température neutre se rencontre dans la région de transition ionique entre 150 et 180 km ; la température neutre est déterminée avec une précision allant de 10% dans les régions E et F1 à 1.5 % pour la température exosphérique. Une discussion détaillée des possibilités d'erreurs

sur la détermination de l'oxygène atomique et ensuite menée et conduit à la conclusion qu'aucun écart systématique supérieur à 30 % ne peut être expliqué par les simplifications admises dans l'équation de l'énergie ionique. Enfin, la comparaison est élargie à d'autres modèles empiriques et des causes possibles de désaccord sont suggérées.

I - DESCRIPTION DES DONNEES

I-1- VARIATION JOURNALIERE DE T_{∞} ET SON EVOLUTION SAISONNIERE,

Deux séries d'expériences de longue durée, respectivement de 3 et 6 jours, sont analysées afin de donner une représentation statistique de la variation journalière; elles correspondent à des périodes voisines des solstices d'été (6-9 Juillet 1971) et d'hiver (26-31 Janvier 1972). Les températures exosphériques obtenues sont portées ainsi que leurs valeurs médianes sur la figure (2-1). Le modèle *Jacchia (1971)* a été calculé pour les conditions d'activité solaire ($F_{10.7}$) et d'activité magnétique (K_p) correspondant aux périodes considérées.

A - Solstice d'été (figure 2-1 a)

La variation journalière observée sur la température présente un minimum situé vers 4 heures locales, et un large maximum étalé entre 10 et 18 heures locales, l'extremum étant situé entre 16 et 17 heures. La comparaison avec le modèle *Jacchia (1971)* (tableau 2-1) met en évidence une différence de 46 K entre les moyennes diurnes de température, et des différences de structure de l'évolution journalière : alors que le modèle conduit à un maximum diurne bien défini et une période de minimum plus étalée, les observations font apparaître au contraire un maximum de longue durée et un minimum étroit ; le maximum expérimental apparaît 2 heures après celui du modèle. Les minimums de température sont très proches mais le modèle donne une température minimum de près de 60 K plus faible que la température observée : ainsi le rapport ($T_{\max}/T_{\min}$) et l'amplitude totale de variation ($T_{\max}-T_{\min}$) sont sur-évalués par le modèle.

	VALEUR MOYENNE (K)	VALEUR MAXIMUM $T_{\max}$ (K)	HEURE DU MAXIMUM (HEURES)	LARGEUR A 30 K DU MAXIMUM (HEURES)	VALEUR MINIMUM $T_{\min}$ (K)	HEURE DU MINIMUM (HEURES)	LARGEUR A 30 K DU MINIMUM (HEURES)	$T_{\max}/T_{\min}$	$T_{\max}-T_{\min}$ (K)
DONNEES EXPERIMENTALES	978	1020	16,5	12	922	4	1,5	1.11	98
MODELE JACCHIA (1971)	932	1026	14,5	5,5	864	3	9,5	1.19	162

Tableau 2-1 : Caractéristiques comparées des variations journalières de la température exosphérique observée et de celles décrites par le modèle *Jacchia (1971)*. Période d'été.

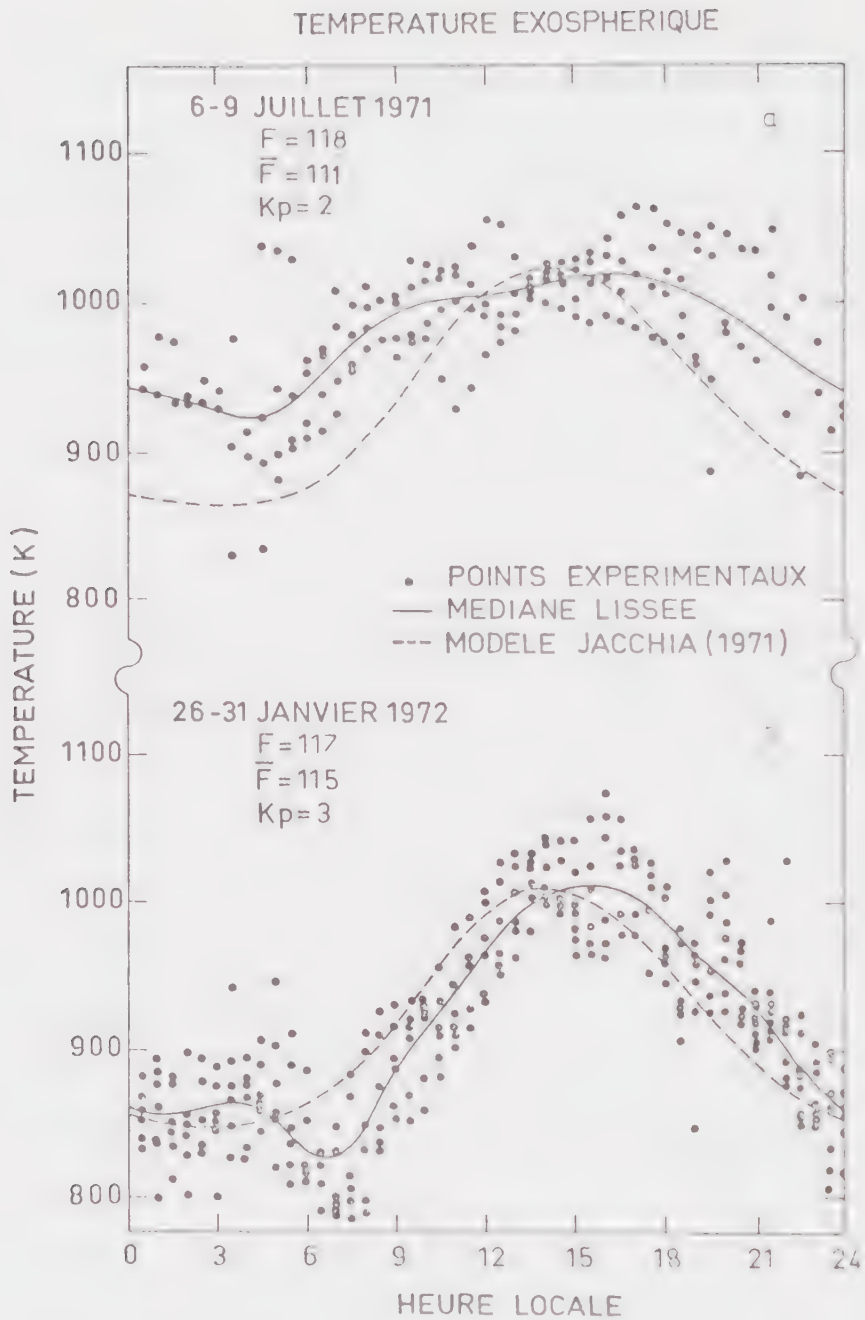


Figure 2-1 : Comparaison des variations journalières de la température exosphérique observée par diffusion incohérente au modèle Jacchia (1971).

a) en été (6-9 Juillet 1971)

b) en hiver (26-31 Janvier 1972)

La médiane lissée correspond à une moyenne glissante des points médians.

B - Solstice d'hiver (figure 2-1 b).

Pour cet échantillon, le minimum de température est étalé entre 0 et 8 H 30 mn, alors que le maximum est plus bref (tableau 2-2). Les températures moyennes observées et celles du modèle sont en meilleur accord que dans le cas précédent, ainsi que les valeurs aux extremums ; les rapports ($T_{\max}/T_{\min}$) et les amplitudes totales ($T_{\max}-T_{\min}$) sont donc en accord satisfaisant. On observe cependant des écarts sensibles sur les heures des extremums liés à un déphasage d'ensemble entre le modèle et les données expérimentales, déphasage évalué à 2 heures environ. D'autre part, l'évolution nocturne de la température est plus complexe que ne l'indique le modèle : un maximum secondaire absent dans les données de solstice d'été apparaît en effet entre 2 et 5 heures locales, maximum dont l'amplitude peut être évaluée à 30 K environ. Un maximum secondaire d'amplitude approximative 40 K a également été observé par Harper (1973) à Arecibo en zone équatoriale.

	VALEUR MOYENNE (K)	VALEUR MAXIMUM $T_{\max}$ (K)	HEURE DU MAXIMUM (HEURES)	L'AMPLITUDE A 30 K DU MAXIMUM (HEURES)	VALEUR MINIMUM $T_{\min}$ (K)	HEURE DU MINIMUM (HEURES)	L'AMPLITUDE A 30 K DU MINIMUM (HEURES)	$T_{\max}/T_{\min}$	$T_{\max}-T_{\min}$ (K)
DONNÉES EXPERIMENTALES	918	1012	15,5	5,8	830	6,5	8,5	1.22	182
MODÈLE JACCHIA (1971)	917	1010	14	5,5	848	3,0	9,0	1.19	162

Tableau 2-2 : Caractéristiques comparées des variations journalières de la température exosphérique observée et de celles décrites par le modèle Jacchia (1971). Période d'hiver.

Les conditions de flux et d'activité magnétique étant voisines entre les deux périodes considérées, les différences observées entre les deux échantillons de mesures donnent une idée de l'évolution saisonnière de la température et de sa variation journalière; les températures sont plus élevées en été qu'en hiver, les durées du maximum et du minimum évoluent dans le même sens que les durées d'éclairement ou de nuit respectivement. Enfin il apparaît en hiver un maximum secondaire de nuit qui ne se retrouve pas en été.

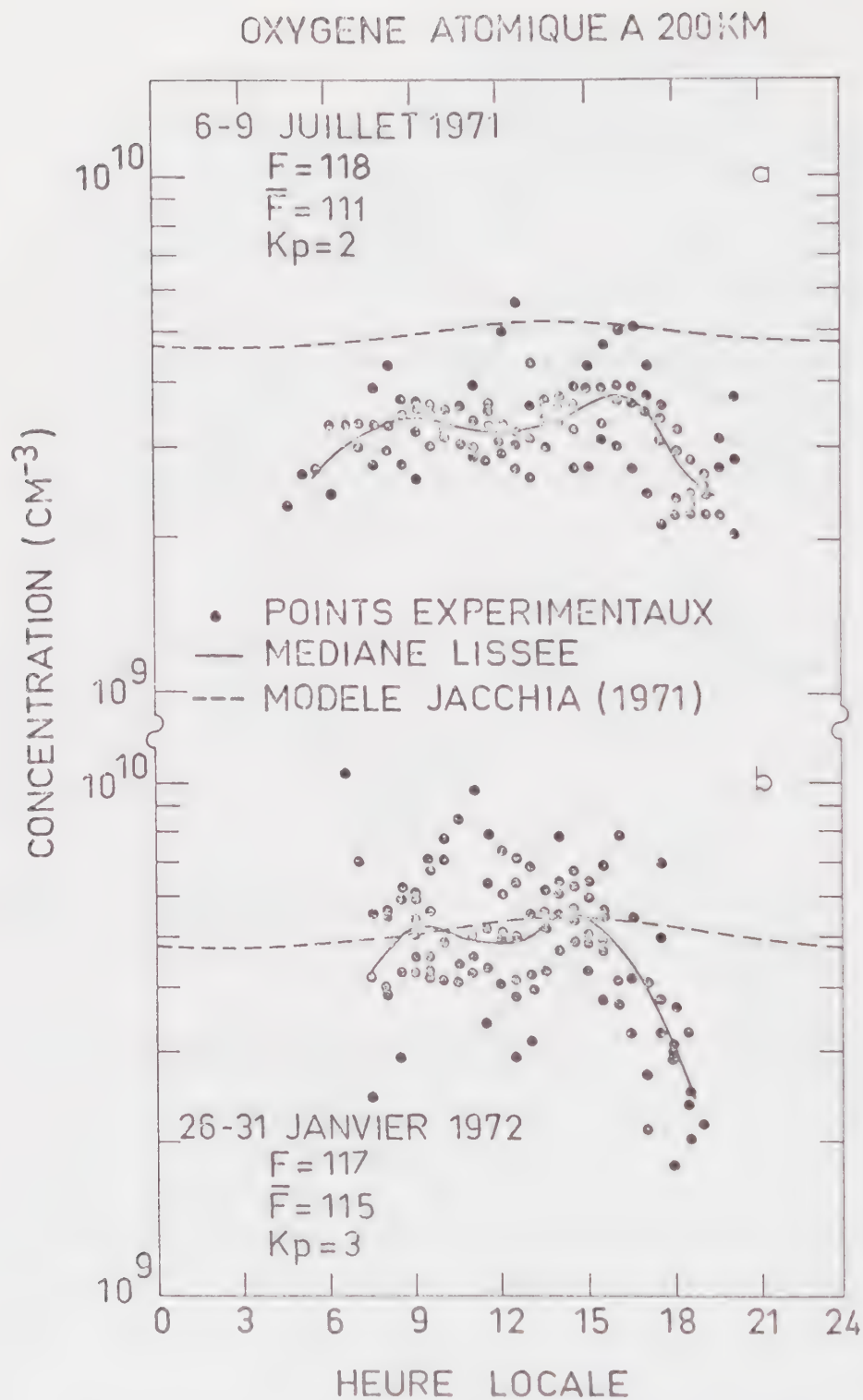


Figure 2-2 : Comparaison des variations diurnes des concentrations d'oxygène atomique à 200 km observées par diffusion incohérente au modèle Jacchia (1971).

a) en été (6-9 Juillet 1971)

b) en hiver (26-31 Janvier 1972)

La médiane lissée correspond à une moyenne glissante des points médians.

I-2- VARIATION DIURNE DE $n(O)$ ET SON EVOLUTION SAISONNIERE.

Dans la haute thermosphère, où chaque constituant se distribue selon sa propre loi barométrique, les variations de concentration à un niveau donné peuvent avoir deux causes distinctes. La première est l'action directe du profil de température sur la distribution verticale du constituant: à un niveau donné, la concentration est en effet une fonction exponentielle de la variation verticale intégrée de la température. La seconde est liée aux processus photochimiques de production et perte, et aux échanges de matière par transport.

Les premières variations sont connues si le profil de température est bien défini à chaque instant; les secondes, faisant intervenir des processus complexes, sont plus difficiles à comprendre et à paramétrer.

La détermination des concentrations d'oxygène atomique est effectuée sur la gamme d'altitudes comprises entre 200 et 500 km; il est clair qu'aux altitudes supérieures les variations intégrées de la température neutre sont importantes, et par conséquent que les variations de concentration sont principalement des variations thermiques: à 200 km au contraire, l'effet thermique est plus faible, et les variations de $n(O)$ sont plus certainement liées aux processus photochimiques et dynamiques, c'est-à-dire aux conditions à la limite basse (120 km par exemple) équivalentes. Le choix du niveau de référence à 120 km permettrait de comparer les observations à des concentrations considérées comme constantes par les divers modèles. Cependant il entraînerait des limitations importantes: ce niveau étant en dehors de la gamme d'altitude où les concentrations d'oxygène et les profils thermiques sont déterminés, on doit extrapoler les mesures à l'aide d'hypothèses sur la validité de l'équilibre diffusif et des profils verticaux de température. En définitive notre choix s'est porté sur le niveau 200 km, limite basse de notre détermination de $n(O)$; nous montrerons par la suite que la variation diurne des profils de température entre 120 et 200 km a une importance non négligeable sur la variation diurne observée de $n(O)$ et décrite ci-dessous.

Les données de concentration d'oxygène atomique à 200 km pour les journées de Juillet 1971 et de Janvier 1972 ont été rassemblées sur la figure (2-2); de même que pour T_{∞} , ces variations sont comparées à celles prévues par le modèle *Jacchia (1971)* pour les conditions de flux solaire et d'activité magnétique équivalentes.

A - Solstice d'été.

La moyenne diurne des concentrations observées est d'un facteur 1.5 plus faible que celle donnée par le modèle. L'évolution diurne des concentrations est plus importante que dans le modèle, le rapport $n(0)_{\max}/n(0)_{\min}$ pour la période d'observation (5 à 19 heures) étant respectivement de 1.6 et 1.13. L'évolution diurne observée est caractérisée par un large maximum situé entre 9 et 17 heures, auquel se superpose un léger minimum secondaire, l'extremum se situant vers 16 heures. En dehors de cette période les variations de concentrations sont rapides, surtout en fin d'après-midi où la variation d'un facteur 1.6 s'effectue en moins de 4 heures. Le maximum indiqué par le modèle est en phase avec celui de la température correspondante, c'est-à-dire entre 14 et 15 heures.

B - Solstice d'hiver.

La moyenne diurne des concentrations observées est d'un facteur 1.1 plus faible que celle du modèle et par conséquent en meilleur accord avec celui-ci que pour l'échantillon d'été. Par contre les différences d'oscillation diurne sont plus importantes, le rapport $n(0)_{\max}/n(0)_{\min}$ atteint la valeur 2 dans la période d'observation (7 à 18 heures) au lieu de 1.13 pour le modèle. Les caractéristiques de l'évolution diurne d'été se retrouvent, en particulier un maximum étalé accompagné d'un minimum secondaire et suivi d'une décroissance rapide; mais l'extremum est situé plus tôt, vers 14 heures, et la période de maximum est plus courte (entre 9 et 15 heures).

Il est intéressant de noter que les concentrations observées présentent certaines analogies d'évolution avec la température exosphérique : l'amplitude de l'oscillation est plus forte, et le maximum diurne plus étroit, en hiver qu'en été. Si ces variations sont confirmées, une corrélation avec la période d'ensoleillement semble devoir être établie. Cependant les écarts au modèle *Jacchia (1971)* sont nettement plus importants pour les concentrations que pour les températures. Comme *Jacchia (1971)* est essentiellement un modèle de densité, il est nécessaire d'expliquer les écarts observés : cet aspect sera amplement développé dans des paragraphes ultérieurs.

I-3- VARIATION JOURNALIERE DANS LA REGION F1

A - Paramètres s et $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ équivalent.

Dans la formulation de *Bates (1959)* (relation 1-53) utilisée pour caractériser le profil vertical de température, le paramètre s caractérise la pente de la variation exponentielle de la température avec l'altitude; la température limite T_{∞} est atteinte d'autant plus rapidement que s est plus élevé et, en conséquence, les concentrations à haute altitude sont une fonction croissante de s , toutes choses égales par ailleurs. On peut préférer à ce paramètre le terme $s(T_{\infty} - T(z))$ qui représente, dans la formulation de *Bates (1959)* le gradient vertical de température neutre (∇T) auquel est associé le flux de chaleur $\phi = -K \nabla T$. La température étant considérée constante à 120 km, la détermination de T_{∞} et de s donne une évaluation de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ valeur équivalente à ∇T_{120} si les deux hypothèses de validité du profil de *Bates (1959)* entre 120 et 500 km d'une part, et T_{120} constant d'autre part sont vérifiées.

La détermination dans la haute thermosphère de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ n'a donc qu'un intérêt indicatif, car s'il est vrai que T_{120} ne présente pas de variations diurnes très importantes nous montrerons par la suite que le profil de *Bates (1959)* n'est pas une représentation exacte des variations de température en altitude.

Les données relatives à s et à $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ sont rassemblées dans la figure (2-3) correspondant aux journées d'été et d'hiver. Pour le paramètre s on note peu d'évolution entre les deux saisons, si ce n'est une amplitude de variation légèrement plus importante en été (0.012 à 0.028 km^{-1}) qu'en hiver (0.014 à 0.026 km^{-1}); la température exosphérique entrant dans la détermination de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$, on note sur ce paramètre des caractéristiques d'évolution diurne semblables à celles de T_{∞} : maximum étalé en été, plus étroit en hiver. La valeur moyenne de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ est de 11 à 12 K.km^{-1} , ce qui correspond à un flux d'énergie vers le bas de 0.4 $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (*Banks et Kockarts, 1973*).

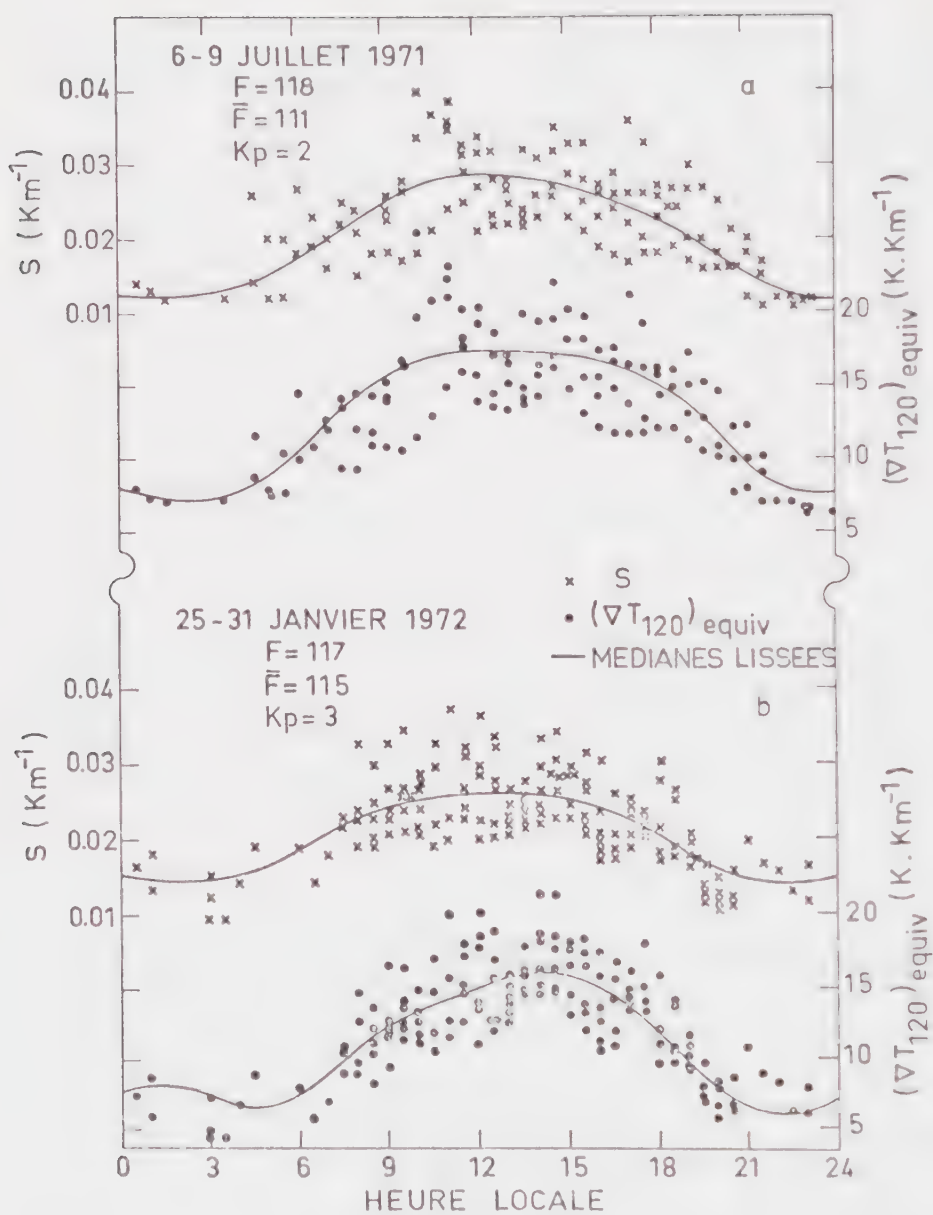


Figure 2-3 : Variations journalières observées pour le paramètre s et le gradient vertical de température à 120 km $(\Delta T_{120})_{\text{equiv}}$.

a) en été (6-9 Juillet 1971)

b) en hiver (26-31 Janvier 1972)

La médiane lissée correspond à une moyenne glissante des points médians.

B - Variation diurne de la température dans la région Fl.

L'évolution dans le temps des échantillons présentés figure (2-4) (*Fontanari, 1973*) révèle une oscillation essentiellement diurne au-dessus de 150 km et une oscillation semi-diurne prépondérante à basse altitude (120 km). La comparaison avec *Jacchia (1971)* montre que ce modèle a tendance à sous-évaluer la valeur moyenne de la température entre 120 et 150 km, ainsi que l'amplitude de la variation; ce dernier point est particulièrement mis en évidence à 120 km où la variation de température dans *Jacchia (1971)* est inférieure à 16 K alors qu'une oscillation semi-diurne de 30 K d'amplitude est révélée par les échantillons expérimentaux : cela a peu d'importance sur l'évaluation de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ ou de l'oxygène atomique (*Bauer et al., 1970*) mais souligne la présence d'ondes dans la basse thermosphère ignorées dans le modèle.

TEMPERATURE IONIQUE

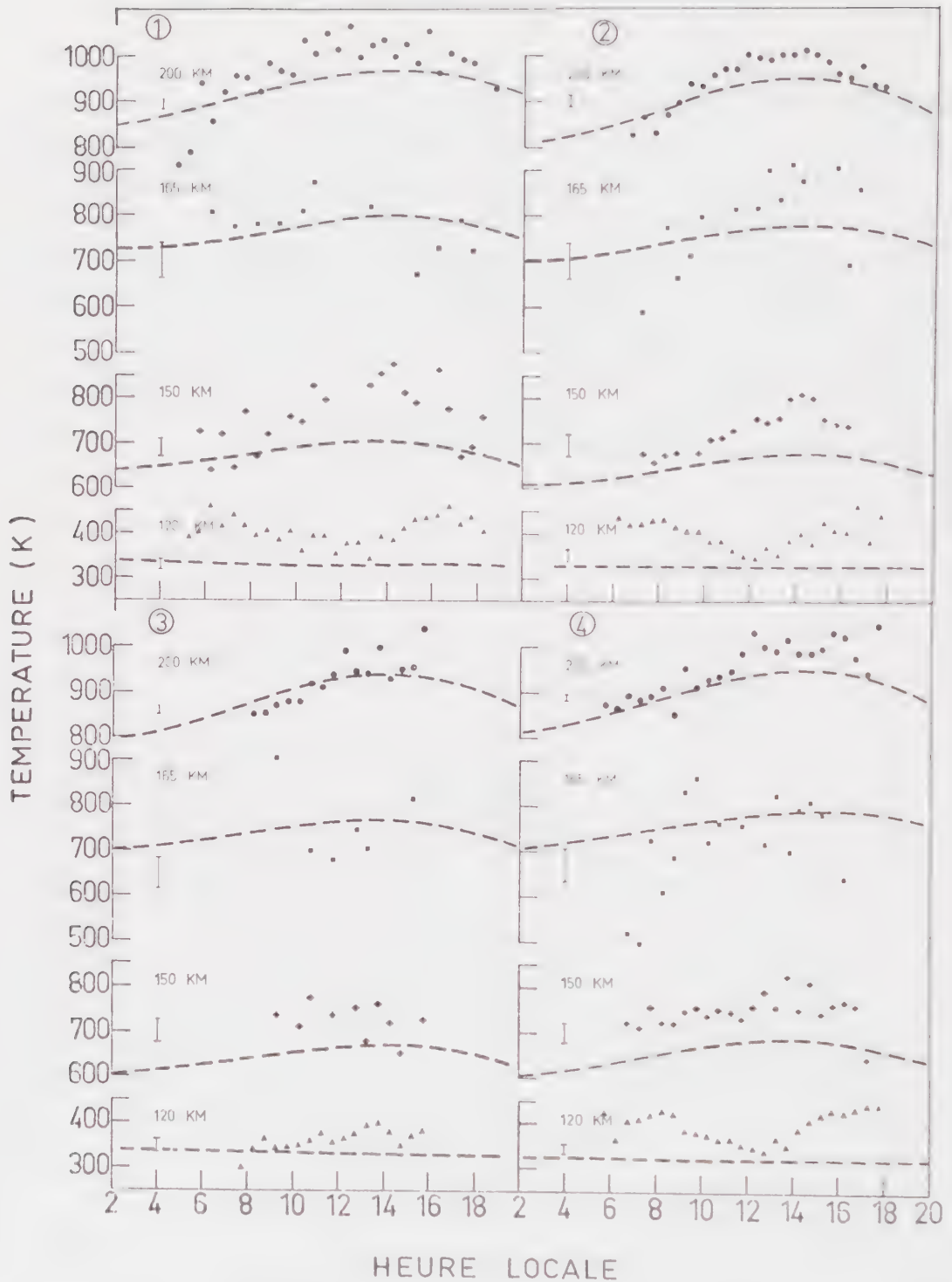


Figure 2-4 : Variations diurnes de la température ionique (égale à la température neutre) à diverses altitudes dans la région F1 et pour les périodes de :

1 - Solstice d'été ; 2 - Equinoxe d'automne ; 3 - Solstice d'hiver ; 4 - Equinoxe de printemps - d'après Fontanari (1973).
Le modèle Jacchia (1971) a été porté en traits tiretés.

II - DISCUSSION DES DONNEES

II-1- TEMPERATURE NEUTRE.

A - Température exosphérique.

Waldteufel (1970_a) a utilisé une procédure simplifiée pour déterminer la température exosphérique. Si la concentration d'oxygène atomique (*Jacchia, 1965*) ainsi que le paramètre de pente s du profil de température sont imposés, la température exosphérique est alors la seule inconnue entrant dans l'équation $L_{ei} + L_{in} = 0$ (équation 1-68) et peut donc être évaluée à chaque niveau; la série de valeurs ainsi obtenue est moyennée pour déterminer la température exosphérique. Cette détermination de T_{∞} diffère donc de la présente par l'adoption de la concentration d'oxygène atomique tirée de *Jacchia (1965)*. Il est intéressant de montrer que ces deux méthodes conduisent à des valeurs compatibles : la figure (2-5) donne la distribution des points obtenus par les deux méthodes pour la journée du 5-6 Février 1969. La relation linéaire liant les températures obtenues par la méthode de régression non linéaire à 3 paramètres (T_R) et celles données par la méthode de *Waldteufel (1970_a)* (T_W) est :

$$T_R = 0.99 T_W + 16 (\pm 24) (K) \quad (2-1)$$

avec un coefficient de corrélation de 0.95.

L'écart moyen de 16 K entre les deux déterminations montre que, *pour cette série du moins*, l'écart entre le modèle de l'oxygène atomique et les concentrations déduites des mesures n'a pas d'influence sensible sur T_{∞} ; la dispersion de 24 K qui est compatible avec l'incertitude des deux déterminations, soit ± 15 K, peut également provenir de différences aléatoires possibles entre les concentrations déterminées simultanément avec T_R et les concentrations imposées pour calculer T_W . En effet, la relation (1-72)

$$n(0) (T_i - T_n) \approx \text{cste}$$

à une altitude et un instant de mesure donnés, avec $T_i - T_n \approx 100$ K et l'incertitude sur T_i , $\Delta T_i \approx 10$ K, conduit à une erreur de 20 K sur T_n si une erreur relative de 10 % est commise sur $n(0)$.

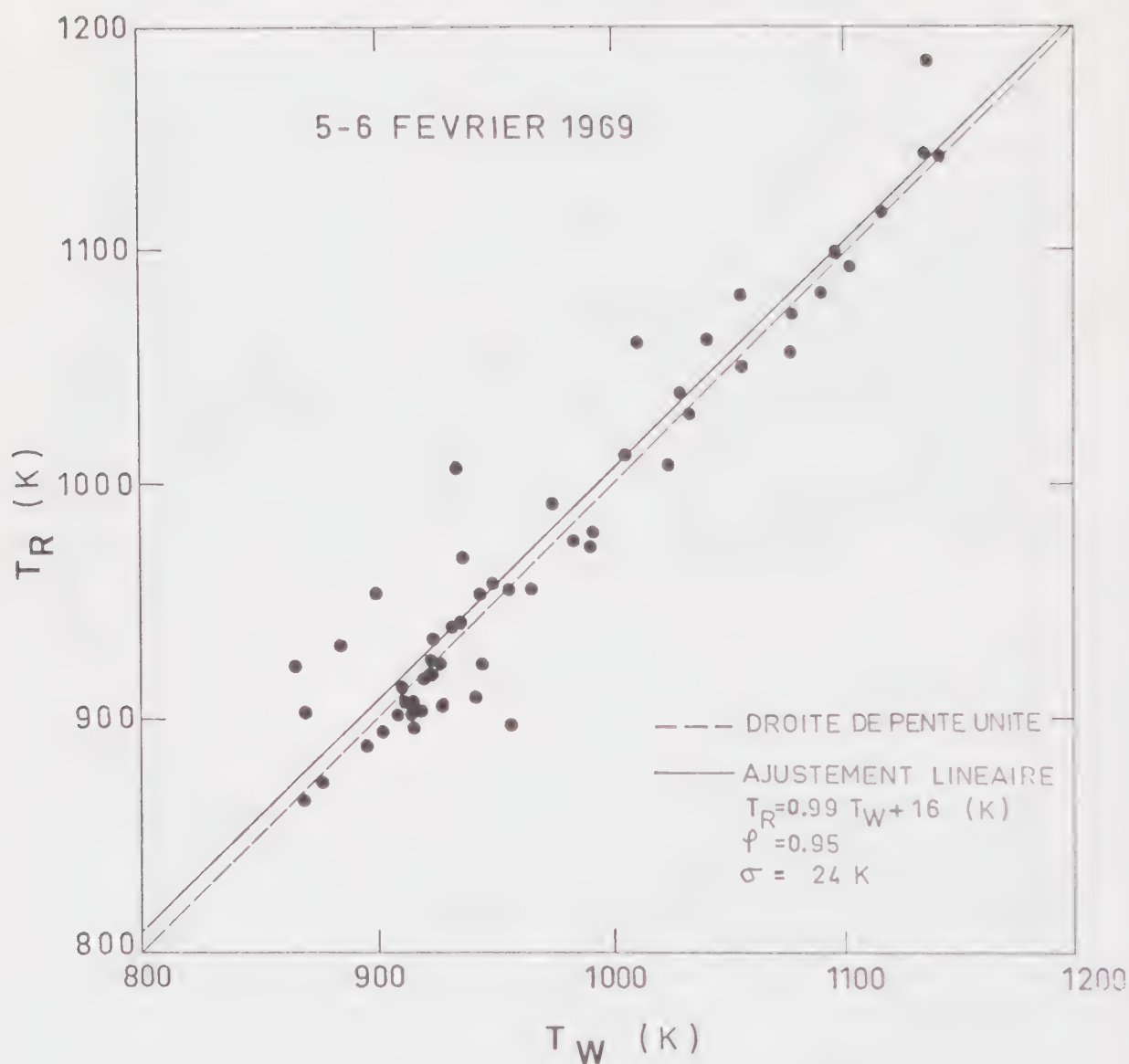


Figure 2-5 : Les températures exosphériques obtenues par l'ajustement à 3 paramètres des données ionosphériques (T_R) sont comparées à celles (T_W) fournies par la méthode exposée par Waldteufel (1970₉). La droite de corrélation est comparée à la droite de pente unité.

L'incertitude moyenne obtenue sur la détermination de T_{∞} est de 10 à 15 K, soit en valeur relative de l'ordre de 1.5 % pour $T_{\infty} \approx 1000$ K.

B - Température neutre dans la région F1.

La difficulté d'interprétation des spectres de diffusion incohérente obtenus dans la région F1 a été analysée par *Oliver (1971)*. Ayant choisi un modèle d'ionosphère simplifié ($T_e = 2000$ K, $T_i = 1000$ K, $n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, invariants avec l'altitude), et un profil de composition d'ion O^+ en fonction de l'altitude (figure 2-6), *Oliver (1971)* a calculé la fonction d'auto-corrélation théorique G_o du signal simulé correspondant à l'ionosphère utilisée. L'analyse par régression de cette fonction d'auto-corrélation G_o pour des valeurs de la composition en ion O^+ ($1-p$) comprises entre 0 et 1 conduit à un ajustement de la fonction d'auto-corrélation par une fonction G^* correspondant à la meilleure approche de G_o pour une composition erronée. La fonction résiduelle σ^2 est donnée par la relation

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (G_{o_i} - G_i^*)^2 \quad (2-2)$$

où n représente le nombre de points de définition de G_o , G_{o_i} et G_i^* les valeurs de G_o et G^* au point i . σ^2 est une estimation de la possibilité pour la composition erronée de reproduire le signal observé pour la vraie composition. La figure (2-6) montre σ^2 calculée pour diverses altitudes.

Aux extrémités de la gamme, c'est-à-dire aux altitudes inférieures à 150 km ou supérieures à 200 km, la détermination de ($1-p$) doit être correcte car σ^2 présente un minimum bien défini au voisinage de la valeur initiale imposée au calcul, le second minimum existant pour la valeur complémentaire à 1 de ($1-p$) ne pouvant affecter le calcul. A 180 km le minimum de σ^2 est très large, ce qui implique une incertitude importante pour ($1-p$). Les altitudes les plus critiques sont 160 et 200 km où σ^2 présente deux minimums voisins, situés approximativement de part et d'autre de $p = 0.4$. Il est alors difficile de séparer objectivement des variations de ($1-p$) dues à une réalité physique, de variations induites par une convergence du calcul vers le minimum secondaire de σ^2 et non vers le minimum principal. Aussi, les données obtenues par cette méthode entre 160 et 200 km devront-elles être traitées avec prudence. Les incertitudes typiques obtenues dans la région 150-200 km sont de l'ordre de 50 K (*Fontanari, 1973*), soit pour une température de l'ordre de 600 K à 150 km, une précision de 10 %.

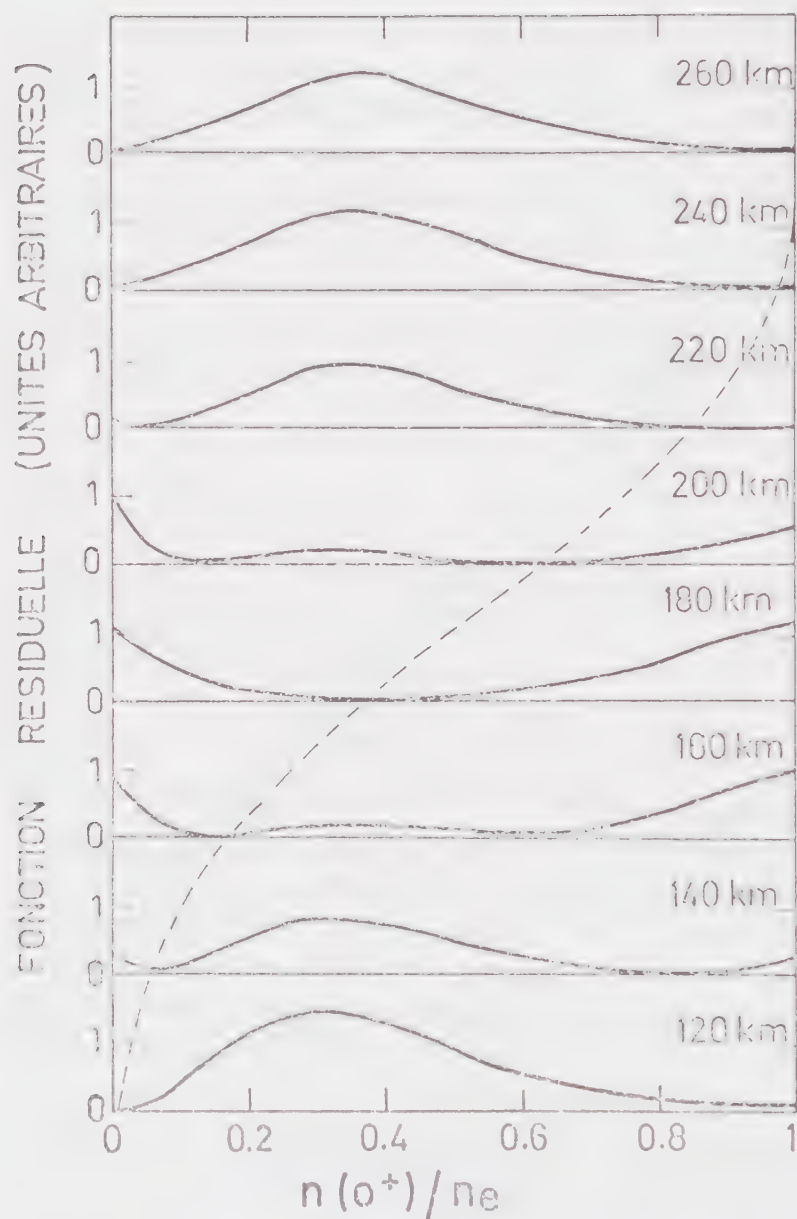


Figure 2-6 : Pour le modèle de composition ionique, porté en fonction de l'altitude par la courbe en trait tireté, la fonction résiduelle σ^2 est indiquée à divers niveaux - d'après Oliver (1961).

II-2- OXYGENE ATOMIQUE.

Une situation paradoxale a été mise en évidence dans la première partie de ce chapitre : le modèle *Jacchia (1971)*, qui est essentiellement un modèle de densité, est en assez bon accord avec les températures exosphériques mesurées, et en désaccord assez important avec les concentrations d'oxygène atomique à 200 km. L'accord relatif des températures du modèle et des températures observées n'est en réalité pas étonnant car *Jacchia (1971)* a ajusté son modèle sur les températures observées par diffusion incohérente. Il est donc nécessaire de discuter en détail les possibilités d'erreurs systématiques sur la détermination de $n(0)$ par les deux méthodes. Les désaccords entre le modèle et les concentrations expérimentales sont de deux types : l'évolution diurne observée présente une amplitude de variation plus importante que dans le modèle qui semble d'autre part sous-estimer la variation saisonnière. Les sources d'erreurs possibles pour chacune des méthodes sont les suivantes :

i) pour les mesures de densité totale déduite de la trajectographie des satellites, des périodes de mesure très longues, de l'ordre de 24 heures, sont nécessaires. Ainsi pour un satellite à orbite inclinée, les effets saisonnier et journalier sont couplés par le mouvement lent du péri-gée ; il faut par exemple une période d'observation de trois mois pour obtenir un balayage en temps local de l'ordre de 24 heures. De plus une migration en latitude du péri-gée vient coupler une variation supplémentaire à l'observation; on ne peut donc découpler parfaitement les variations journalière, latitudinale et saisonnière. Enfin, le modèle *Jacchia (1971)* a été construit à l'aide de densités ainsi obtenues par la trajectographie d'une dizaine de satellites, ajustées par une relation analytique assez complexe, mais dans laquelle les variabilités diurne et saisonnière imposées sont très proches de fonctions sinusoïdales simples;

ii) pour la détermination de $n(0)$ par diffusion incohérente, certaines hypothèses physiques ont été formulées, et la méthode mathématique est une approche de la solution par ajustement non linéaire, et non une résolution numérique exacte. Ces deux derniers aspects sont discutés en détail dans les paragraphes suivants.

OXYGENE ATOMIQUE

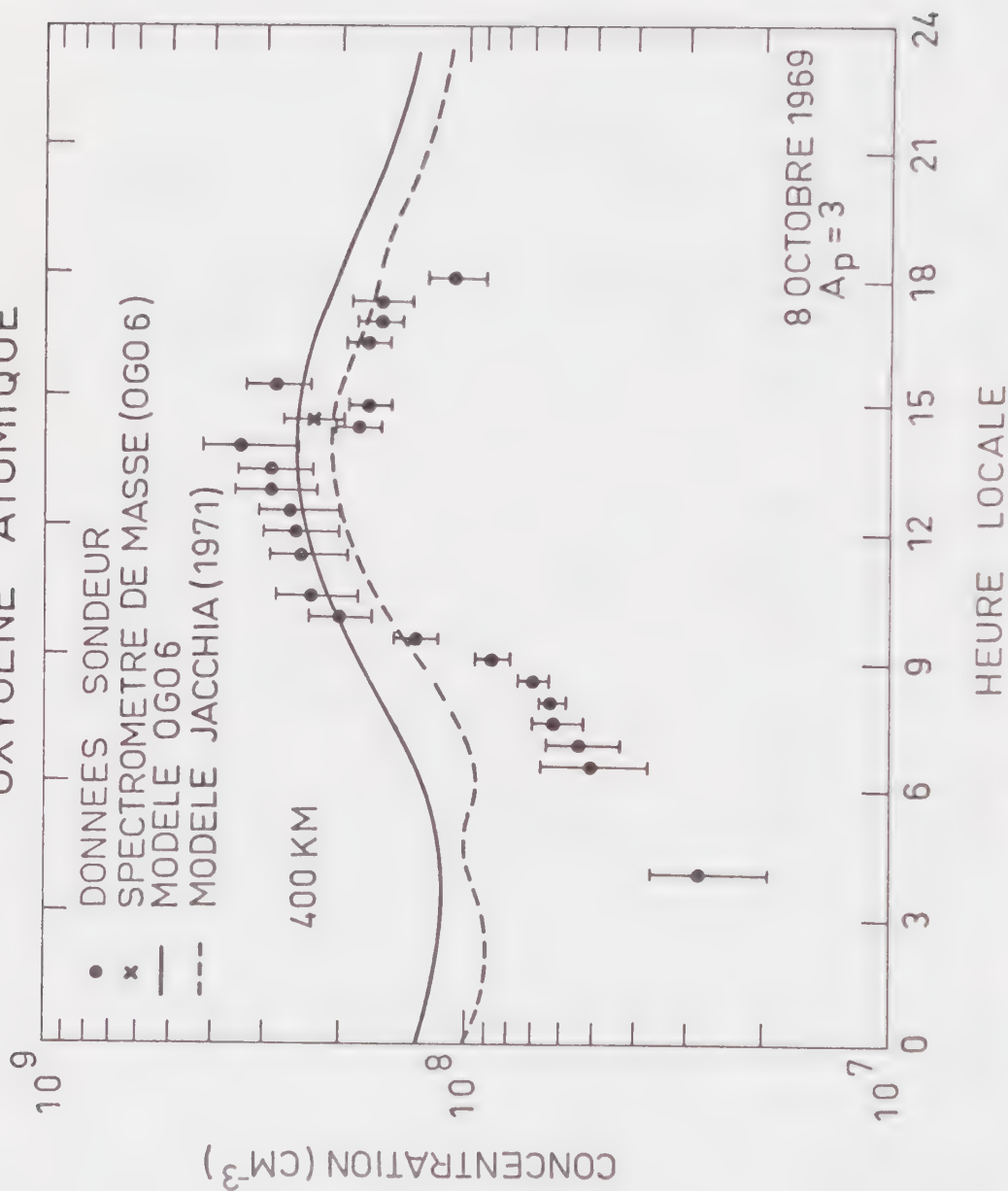


Figure 2-7 : Variation diurne des concentrations d'oxygène atomique à 400 km observées le 8 Octobre 1969, comparée aux modèles Jacchia (1971) et OGO 6. La mesure individuelle effectuée à bord du satellite OGO 6 lors de son passage à 14 H 40 m, le même jour, au-dessus de Saint-Santin est indiquée par une croix - d'après Hedin et Alcaydé (1974).

A - Termes négligés - Justification *a posteriori*.

L'équation d'équilibre énergétique d'un constituant (ici le gaz ionique) dans un mélange s'écrit (voir chapitre 1, équation 1-63) :

$$n_i c_{v,i} \frac{DT_i}{Dt} + p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{C}_i + \vec{\nabla} \cdot (-K_i \vec{\nabla} T_i) = L_{ei} + Q_{in} \quad (2-3)$$

Rappelons que la détermination de $n(0)$ est basée sur les hypothèses suivantes :

i) les termes de variation d'énergie interne, $n_i c_{v,i} \frac{DT_i}{Dt}$, de travail effectué par le gaz, $p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{C}_i$, et de conduction thermique, $\vec{\nabla} \cdot (-K_i \vec{\nabla} T_i)$ sont négligeables par rapport aux termes L_{ei} et Q_{in} ;

ii) parmi ces derniers ne sont retenus comme significatifs que :
 - la source constituée par le gaz électronique plus chaud : L_{ei}
 - la perte d'énergie sur le gaz neutre plus froid : L_{in} .

L'équation à résoudre devient alors simplement :

$$L_{ei} + L_{in} = 0 \quad (2-4)$$

iii) on suppose que le gaz d'ions en présence n'est constitué que d'oxygène atomique ionisé une fois; la concentration d'oxygène atomique neutre est l'inconnue recherchée, l'azote moléculaire étant introduit comme donnée, tirée de *Jacchia (1971)*, ce qui n'a qu'un effet correctif aux basses altitudes de la gamme ; à haute altitude les contributions possibles des gaz légers sont négligées.

Nous allons discuter successivement ces trois hypothèses et vérifier *à posteriori* leur validité.

a) Première hypothèse.

La figure (2-7) indique l'évolution diurne de l'oxygène atomique à 400 km $n(0)_{400}$ déterminée à partir des mesures de diffusion incohérente le 8 Octobre 1969; cette figure indique également l'évolution diurne prévue par les

modèles *Jacchia* (1971) et *OGO 6* pour les conditions de flux solaire et d'activité magnétique du jour considéré, ainsi que la mesure obtenue par spectrométrie de masse, au voisinage de *Saint-Santin*, le même jour à 14 H 40 mn (*Hedin et Alcaydé*, 1974). L'accord entre les deux mesures est remarquable, ainsi qu'avec les modèles en milieu de journée. Cependant entre 7 et 9 heures, les densités observées sont 2 fois plus faibles que celles données par les modèles. Les valeurs numériques des termes négligés dans l'équation (2-3) ont pu être évaluées pour cette période; on a pour cela effectué les approximations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} n_i c_{v_i} \frac{DT_i}{Dt} &\approx n_i c_{v_i} \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + W_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) \\ p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{C}_i &\approx n_i k T_i \frac{\partial W_i}{\partial z} \\ \vec{\nabla} \cdot (-K_i \vec{\nabla} T_i) &\approx \frac{\partial}{\partial z} \left(-K_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

où W_i est la composante verticale de $\vec{C}_i$ et z l'altitude. Ceci revient à négliger l'influence des échanges horizontaux devant les termes de transport vertical : compte-tenu de la géométrie du système (champ magnétique incliné de $I = 60^\circ$, échelle de hauteur verticale $H \approx 50$ km, échelle de variation horizontale $R_e \approx 6000$ km) il faudrait que les vents ioniques horizontaux soient d'un facteur $R_e/H \approx 100$ fois plus importants que les vents verticaux pour que leur influence dans (2-5) soit du même ordre de grandeur que celle des transports verticaux ; or l'inclinaison du champ magnétique est telle qu'un vent horizontal méridional U_n de l'atmosphère neutre entraîne un vent ionique guidé par le champ magnétique donné par $|\vec{C}_i| \approx U_n \sin I$ et par conséquent des composantes verticale et horizontale données respectivement par :

$$\left. \begin{aligned} W_i &\approx U_n \sin I \cos I \approx 0.43 U_n \\ V_{H_i} &\approx U_n \sin^2 I \approx 0.75 U_n \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

Il ressort donc que les termes de transport verticaux sont prépondérants dans (2-3).

Les données expérimentales utilisées ont été obtenues le 8 Octobre 1969 entre 7 H 40 mn et 8 H 20 mn; elles sont indiquées dans le tableau (2-3) pour trois altitudes, ainsi que l'évaluation des termes de (2-5) et la valeur correspondante de L_{ei} utilisée dans le calcul de $n(0)$. Le plasma ionosphérique est considéré globalement neutre, autrement dit $n_i = n_e$.

ALTITUDE	(km)	400	300	200
n_e	(cm^{-3})	2.7×10^5	6.32×10^5	5.5×10^5
T_i	(K)	1081	957	838
T_e	(K)	2538	2134	1470
$\frac{\partial T_i}{\partial t}$	($\text{K} \cdot \text{s}^{-1}$)	1.2×10^{-2}	1.2×10^{-2}	2.3×10^{-2}
W_i	($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)	-50	-800	-2100
$\frac{\partial W_i}{\partial z}$	(s^{-1})	0.6×10^{-4}	1×10^{-4}	0.8×10^{-4}
$n_e k T_i$	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$)	4.0×10^{-8}	8.4×10^{-8}	6.4×10^{-8}
$\frac{\partial}{\partial z} (K_i \frac{\partial T_i}{\partial z})$	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	11.2×10^{-13}	-1×10^{-13}	-2.5×10^{-13}
$n_e c_{v_i} \frac{\partial T_i}{\partial t}$	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	6.55×10^{-13}	16×10^{-13}	26.8×10^{-13}
$n_e c_{v_i} W_i \frac{\partial T_i}{\partial z}$	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	-0.53×10^{-13}	-6.1×10^{-13}	-53×10^{-13}
$n_e k T_i \frac{\partial W_i}{\partial z}$	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	97×10^{-13}	334×10^{-13}	206×10^{-13}
L_{ei}	($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	64×10^{-11}	360×10^{-11}	260×10^{-11}

Tableau 2-3 : Données ionosphériques observées le 8 Octobre 1969. Comparaison à diverses altitudes des termes de conduction thermique, de variation d'énergie interne et de travail effectué par le gaz d'ions en déplacement, à l'apport d'énergie L_{ei} des électrons aux ions.

Les coefficients sont calculés en utilisant

$$c_{v_i} = \frac{3}{2} k \quad (\text{relation 1-17 pour un gaz d'ions monoatomiques})$$

et (Banks et Kockarts, 1973)

$$K_i = \frac{7.4 \times 10^{-8} T_i^{5/2}}{[M_i]^{1/2}} \quad (\text{erg.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}) \quad (2-7)$$

où M_i est la masse de l'ion oxygène atomique (u.m.a.).

Il ressort du tableau(2-3) que le terme L_{ei} est prépondérant, sur toute la gamme d'altitude, d'un facteur 10^2 à 10^3 sur les termes d'énergie interne, de travail ou de conduction; il n'est donc pas possible de trouver dans ces derniers termes l'explication d'une sous-évaluation de $n(0)$ d'un facteur 2.

b) Deuxième hypothèse .

Outre les termes L_{ei} et L_{in} (relations 1-69 et 1-70) utilisés dans la détermination de $n(0)$, un terme source d'énergie peut devenir important dans l'ionosphère; il s'agit de l'apport d'énergie par friction (F_{in}) entre le gaz ionique et le gaz neutre; ce terme de friction existe lorsque les deux gaz ont des vitesses différentes, respectivement $\vec{C}_i$ et $\vec{C}_n$; la source d'énergie correspondante est explicitée chapitre 1, équation (1-67).

La fréquence de collision $\nu_{in} (\text{s}^{-1})$ est calculée d'après Stubbe (1968)

$$\nu_{in} = 9.3 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{1000} \right)^{0.37} n(0) + 6.9 \times 10^{-16} n(N_2) \quad (2-8)$$

lorsque les ions O^+ entrent en collision avec l'oxygène atomique et l'azote moléculaire de concentrations respectives $n(0)$ et $n(N_2)$ exprimées en (cm^{-3}) .

F_{in} a été ainsi calculé pour les conditions ionosphériques du 8 Octobre 1969 à trois altitudes et pour diverses vitesses relatives ($\vec{C}_i - \vec{C}_n$). Les concentrations ont été tirées du modèle Jacchia (1971) pour une température exosphérique de 1000 K. Le tableau(2-4) révèle qu'une vitesse relative de 200 m.s^{-1} est nécessaire pour rendre le terme de friction F_{in} du même ordre de grandeur que L_{ei} à 300 km d'altitude; à 400 km une vitesse relative de 400 m.s^{-1} serait nécessaire.

	$F_{in} (10^{-11} \text{ erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1})$		
$ \vec{C}_i - \vec{C}_n $ (10^2 cm.s^{-1})	400 km	300 km	200 km
25	0.28	3.9	33
50	1.1	16	133
100	4.5	63	530
200	18	250	2100
400	72	1000	8500
L_{ei} ($10^{-11} \text{ erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$)	64	360	260

Tableau 2-4 : Comparaison de L_{ei} (tableau 2-3) au terme de friction F_{in} , calculé pour diverses vitesses différentielles entre les gaz neutre et ionisé.

Le 8 octobre 1969, à 8 heures locales, le vent ionique parallèle à $\vec{B}$ étant de -16 m.s^{-1} , auquel correspond un vent neutre méridional de -40 m.s^{-1} , et en supposant un vent zonal typique de 100 m.s^{-1} , on obtient une vitesse relative correspondante de 120 m.s^{-1} . La contribution de la friction au terme source dans l'équation (2-3) est donc, dans les conditions de l'observation, d'un facteur 6 fois plus faible que L_{ei} à 300 km, et d'un facteur 10 à 400 km. L'oxygène atomique étant déterminé par l'analyse des données au-dessus de 300 km, ce terme ne peut donc affecter le résultat global de plus de 15 %, ce qui reste dans les limites des incertitudes sur les coefficients de L_{ei} et de L_{in} . Il reste cependant la possibilité d'une vitesse relative supplémentaire due à la présence d'un champ électrique perpendiculaire qui implique une vitesse de dérive des ions $|\vec{C}_d| = \frac{E}{B}$; les champs électriques typiques observés dans la thermosphère ne dépassent pas 4 V.m^{-1} en période géomagnétique calme, ce qui implique des vitesses de dérive inférieures à 100 m.s^{-1} ; en additionnant cette vitesse à celle due à l'inclinaison magnétique, on obtient une vitesse différentielle maximum possible de 200 m.s^{-1} ; ceci peut être suffisant pour expliquer un écart de 20 ou 30 % sur $n(0)$ (tableau 2-4), mais ne peut expliquer un facteur 2.

c) Troisième hypothèse.

Dans l'ionosphère supérieure les ions majoritaires sont l'oxygène atomique O^+ , l'hydrogène H^+ et l'hélium He^+ . Lorsque les expressions complètes d'échanges énergétiques L_{ei} et L_{in} (relations 1-64 et 1-66) sont utilisées (Banks, 1966) on obtient la relation suivante pour l'oxygène atomique si

$$L_{ei} + L_{in} = 0 :$$

$$n(0) = 2.3 \times 10^8 n_e \frac{T_e - T_i}{T_i - T_n} \frac{T_e^{-3/2}}{(T_i + T_n)^{1/2}} \left[\frac{1 + 4 P_{He^+} + 16 P_{H^+}}{1 + \frac{28}{(T_i + T_n)^{1/2}} P_{He^+} + \frac{1.9 T_n^{1/2}}{(T_i + T_n)^{1/2}} P_{H^+}} \right] \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (2-9)$$

en ayant posé

$$P_{He^+} = \frac{n(He^+)}{n(O^+)} \quad \text{et} \quad P_{H^+} = \frac{n(H^+)}{n(O^+)}$$

négliger P_{He^+} et P_{H^+} revient à évaluer le terme entre crochet à 1, c'est-à-dire à commettre une erreur relative sur $n(0)$ donnée par

$$\frac{\Delta n(0)}{n(0)} = \frac{1 + 4 P_{He^+} + 16 P_{H^+}}{1 + a P_{He^+} + b P_{H^+}} - 1 \quad (2-10)$$

Dans cette relation a et b dépendent des températures ionique et neutre. En utilisant des valeurs typiques ($T_i \approx T_n \approx 1000$ K) l'équation (2-10) se réduit à

$$\frac{\Delta n(0)}{n(0)} \approx 4 P_{He^+} + 15 P_{H^+} \quad (2-11)$$

Pour commettre une erreur de 100 % sur $n(0)$ il faut donc des concentrations relatives de 25 % pour He^+ ou de 7 % pour H^+ . Utilisant un modèle ionosphérique pour des conditions d'activité solaire modérée, à moyenne latitude (*Banks et Kockarts, 1973*) (figure 1-2), les erreurs obtenues sont rassemblées dans le tableau (2-5). Dans ces conditions, l'erreur sur la détermination globale de $n(0)$, doit être intermédiaire des erreurs obtenues entre 300 et 500 km, soit environ 5 %.

Dans des conditions hypothétiques de faible activité solaire, pour lesquelles les concentrations de O^+ seraient divisées par 1,5, et les concentrations de H^+ multipliées par 10 (*Banks et Kockarts, 1973*), les erreurs commises sur $n(0)$ (indiquées dans le tableau 2-5) conduiraient à une incertitude de 100 %; ceci montre que cette méthode peut ne pas être applicable en période de très faible activité solaire.

	ACTIVITE SOLAIRE MOYENNE				FAIBLE ACTIVITE SOLAIRE			
Altitude (km)	$n(O^+)$ (cm^{-3})	$n(He^+)$ (cm^{-3}) $p(He^+)$ (%)	$n(H^+)$ (cm^{-3}) $p(H^+)$ (%)	$\frac{\Delta n(O)}{n(O)}$ (%)	$n(O^+)$ (cm^{-3})	$n(He^+)$ (cm^{-3}) $p(He^+)$ (%)	$n(H^+)$ (cm^{-3}) $p(H^+)$ (%)	$\frac{\Delta n(O)}{n(O)}$ (%)
300	6×10^5	10^1 0.002	10^2 0.017	0.26	4×10^5	10^1 0.003	10^3 0.25	3.75
400	2.5×10^5	3.2×10^1 0.013	3×10^2 0.12	1.85	1.7×10^5	3.2×10^1 0.020	3×10^3 1.8	27
500	2.5×10^4	3×10^2 1.20	5×10^2 2	34.8	1.7×10^4	3×10^2 1.8	5×10^3 60	900

Tableau 2-5 : Erreurs sur la détermination de $n(O)$ à diverses altitudes (relation 2-11) pour deux compositions ioniques caractéristiques de moyenne et de faible activité solaire.

Hagen et Hsu (1974) ont déterminé des concentrations de H^+ et O^+ au-dessus de 500 km en février 1972 ($F_{10.7} = 115$). Le rapport P_{H^+} obtenu est inférieur à 1 % à 500 km, de jour comme de nuit, c'est-à-dire en-deçà des pourcentages utilisés dans le tableau(2-5) qui doivent donc être considérés comme une limite supérieure. La troisième hypothèse simplificatrice, $P_{He^+} \approx P_{H^+} \approx 0$ se révèle donc justifiée pour la période de mesure étudiée.

B - Résolution numérique de $L_{ei} + L_{in} = 0$.

La détermination numérique de $n(O)$ (Bauer et al., 1970) s'effectue à l'aide d'une méthode de régression non linéaire basée sur un critère de maximum de vraisemblance (Petit, 1968; Waldteufel, 1970_a; Fontanari, 1973). Cela revient à calculer le scalaire $\sigma^2 = \sum \left(\frac{T_i - T_i^*}{\Delta T_i} \right)^2$, où T_i est la température ionique mesurée au niveau (altitude) k , T_i^* est la valeur correspondante calculée à partir de la relation $L_{ei} + L_{in} = 0$, et ΔT_i est l'incertitude de la mesure. T_i^* dépend des trois paramètres T_∞ , $n(O)$ et s que l'on ajuste de façon à minimiser σ^2 .

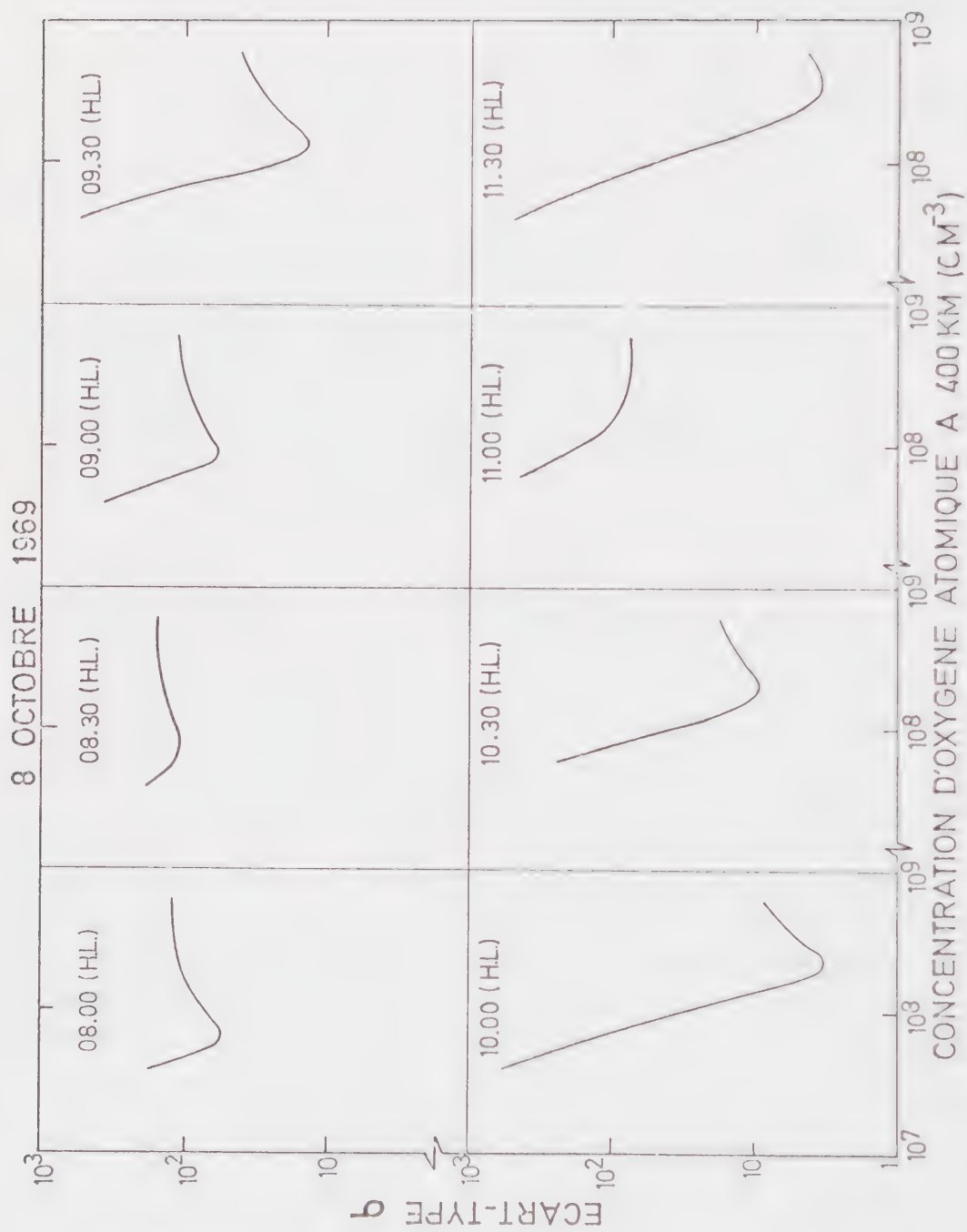


Figure 2-8 : Ecart-type σ entre la température ionique observée et celle obtenue en ajustant la relation $L_{ei} + L_{in} = 0$. σ est tracé en fonction des concentrations d'oxygène atomique pour diverses heures locales le 8 Octobre 1969.

Rappelons que le calcul est effectué en deux étapes. Dans la première, les altitudes supérieures à 300 km sont sélectionnées et l'on détermine $n(0)$ et T_{∞} , s étant fixé. Dans la seconde étape on utilise la concentration $n(0)$ déterminée précédemment pour ne déterminer que T_{∞} et s sur toute la gamme d'altitude (225-450 km). *Bauer et al.* (1970) ont montré que les deux valeurs de T_{∞} obtenues par les deux étapes sont identiques à quelques degrés près, et que la méthode est donc cohérente. Mais on peut se poser deux questions quant à la détermination de $n(0)$: le minimum de σ est-il unique et la valeur de $n(0)$ imposée dans la deuxième étape est-elle compatible avec l'ensemble du profil de T_i mesuré ?

La figure (2-8) répond à la première question ; la quantité σ a été calculée pour la journée du 8 Octobre 1969, en fonction de diverses valeurs de $n(0)$ imposées; le calcul correspondant est celui de la seconde étape. L'ensemble des courbes présente un minimum unique et généralement bien défini; seul le profil correspondant à 11 heures locales conduit à une très faible variation de σ ne présentant pas de minimum dans la gamme de $n(0)$ étudiée. Il faut cependant signaler que la valeur de $n(0)$ obtenue par le programme de routine pour cette heure est affectée d'une erreur de l'ordre de 50 %, ce qui a conduit à l'élimination de ce point pour les études ultérieures : toute valeur de $n(0)$ entachée d'une erreur relative supérieure à 33 % a en effet été éliminée des données pour éviter d'utiliser des valeurs résultant de profils ionosphériques expérimentaux contenant un point de mesure faux. Il n'apparaît donc pas de possibilité d'erreur sur la détermination de $n(0)$ qui soit la conséquence d'un minimum secondaire de σ , ou de l'absence de minimum pour ce terme.

Pour répondre à la seconde question, les valeurs de $n(0)$ obtenues par le programme de routine (gamme d'altitude réduite) pour la journée du 8 Octobre 1969, ont été comparées dans la figure (2-9) aux concentrations déduites des minimums de σ (figure 2-8), c'est-à-dire obtenues sur toute la gamme d'altitude par une régression sur T_{∞} et s , $n(0)$ étant imposé. Aucun effet systématique important ne se dégage de cette comparaison, si ce n'est une tendance à obtenir, par la seconde méthode, des concentrations supérieures de 9 % en moyenne à celles obtenues par la procédure de routine. Cet effet ne présente pas d'évolution diurne et en tout état de cause est trop faible pour expliquer les désaccords observés sur $n(0)$.

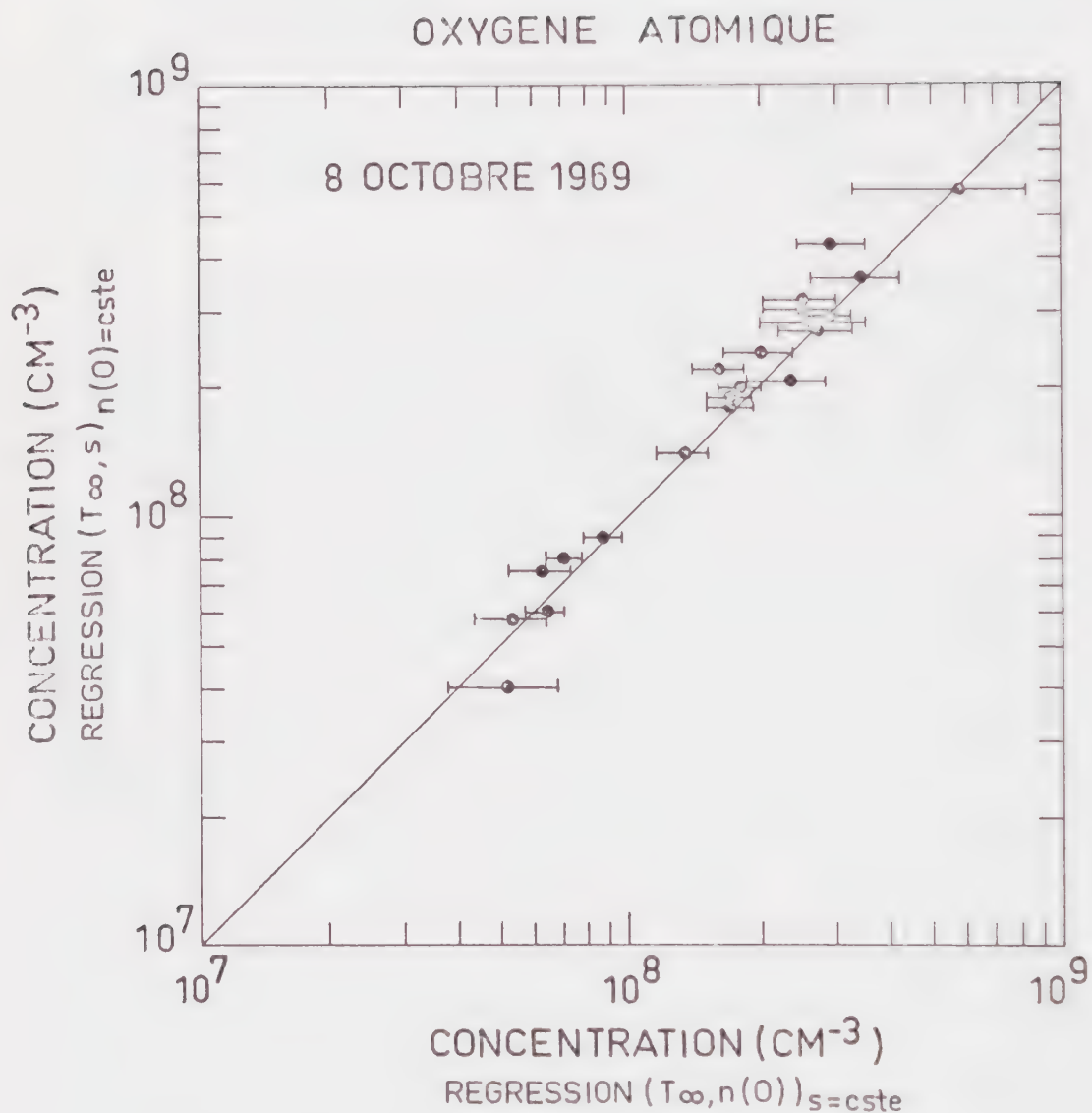


Figure 2-9 : Pour la journée du 8 Octobre 1969 les profils de température ionique ont été ajustés suivant les deux procédures indiquées dans le texte : dans la première, T_{∞} et $n(0)$ sont déterminés simultanément (s étant fixé); dans la seconde T_{∞} et s sont calculés ($n(0)$ étant fixé). Les valeurs de $n(0)$ conduisant à un minimum de l'écart-type dans cette deuxième procédure (figure 2-8) sont comparées à celles obtenues dans la première procédure.

Il apparaît donc que l'ensemble des paramètres obtenus dans les deux étapes de calcul forme un jeu cohérent de paramètres physiques.

En conclusion, toutes les approximations mises en oeuvre ne semblent pas pouvoir affecter la détermination de $n(0)$ de plus de 20 %; la détermination de $n(0)$ est donc obtenue avec une incertitude relative moyenne de 15 à 25 %, et une erreur systématique possible de l'ordre de 20 %.

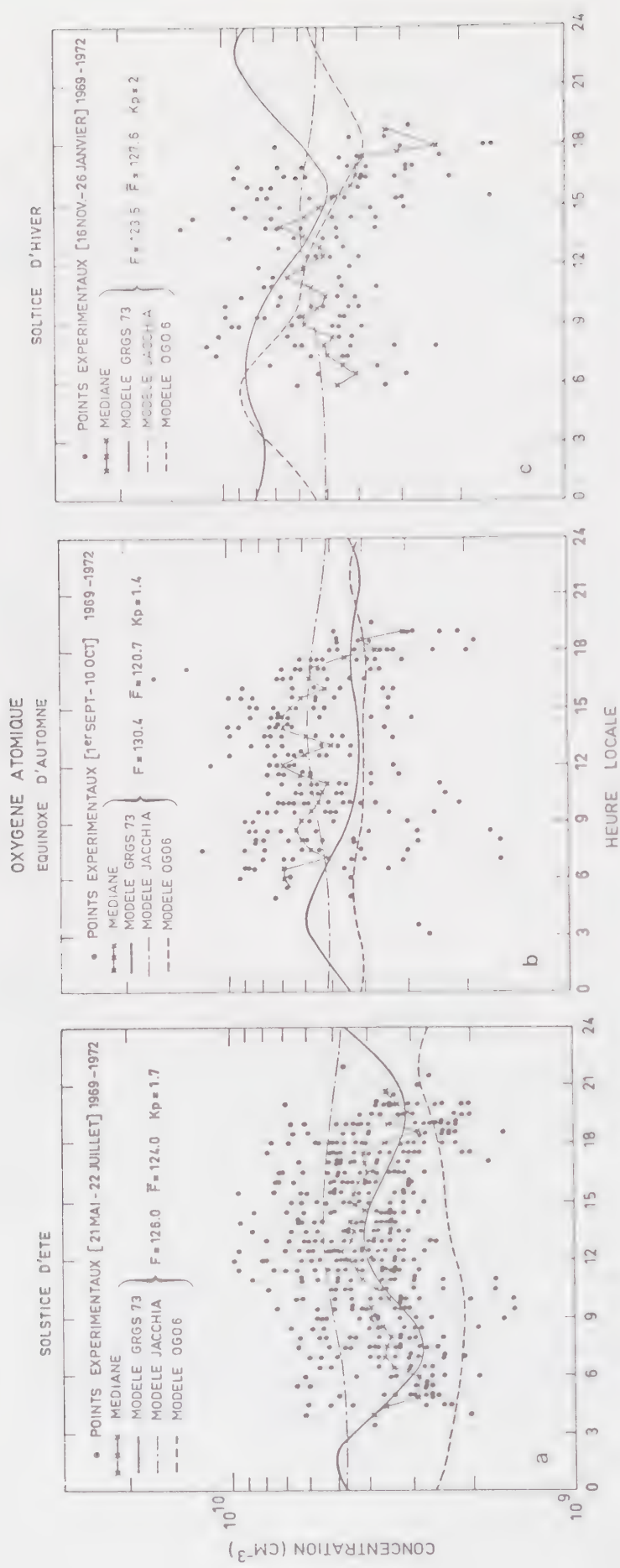
C - Comparaison avec divers modèles.

L'étude précédente a montré qu'aucun terme négligé dans la résolution de l'équation $L_{ei} + L_{in} = 0$ ne semble pouvoir être la cause d'erreurs systématiques à certaines heures de la journée et donc pouvoir expliquer des désaccords d'un facteur 2. D'autre part, la mise en évidence de ce désaccord a été faite sur une journée particulière d'observation par rapport à un modèle empirique. Il apparaît donc nécessaire, d'une part d'augmenter le nombre d'observations, d'autre part de multiplier les modèles de comparaison. Les données d'oxygène atomique à 200 km ont été rassemblées en quatre périodes centrées respectivement sur les équinoxes et les solstices; les points expérimentaux obtenus en fonction de l'heure locale sont donnés dans la figure (2-10), ainsi que leur valeur médiane correspondante. Seul l'équinoxe d'automne a été présenté ici : les données de printemps trop peu nombreuses pour être significatives, présentent cependant une évolution diurne analogue à celle de l'équinoxe d'automne.

Trois modèles de concentration sont indiqués pour les périodes correspondantes, et ont été calculés avec les conditions moyennes de flux solaire et d'activité magnétique. Les modèles choisis, décrits au chapitre 1 sont *Jacchia (1971)*, *GRGS 73* et *OGO 6 (Hedin et al., 1974)* ; ils sont confrontés aux données expérimentales dans la figure (2-10). Les remarques suivantes peuvent être dégagées à l'aide du tableau récapitulatif de comparaison des données de *Saint-Santin* aux modèles (Tableau 2-6):

a) Valeur moyenne.

Les moyennes diurnes obtenues dans le modèle *GRGS 73* sont en bon accord au solstice d'été et à l'équinoxe, tandis que les concentrations sont



en trois séries caractéristiques des périodes :

a) de solstice d'été ; b) d'équinoxe d'automne ; c) de solstice d'hiver. Les médianes des points expérimentaux sont comparées aux modèles GRGS 73, Jaccchia (1971) et OGO 6. Les conditions de flux solaire héliométrique et d'activité géomagnétique moyennées sur les périodes d'observation (indiquées dans la figure) ont été utilisées pour le calcul des divers modèles.

surestimées par le modèle en hiver : ce modèle tend donc à accentuer l'écart entre les concentrations d'été et d'hiver. Le modèle *OGO 6* est en assez bon accord au solstice d'hiver et à l'équinoxe, mais sous-estime les concentrations au solstice d'été : la variation entre l'été et l'hiver est ainsi également surestimée par ce modèle. Le modèle *Jacchia (1971)* sous-estime au contraire la variation saisonnière, et seule la période d'équinoxe offre un accord satisfaisant avec nos données.

b) Allure.

L'accord avec le modèle *GRGS 73* est excellent l'été; en hiver la variation donnée par le modèle est semblable mais déphasée de 6 heures environ. A l'équinoxe ce modèle reproduit les concentrations sensiblement constantes dans la journée mais ne présente pas la chute observée après 17 heures. Le modèle *OGO 6* est en accord l'hiver; de même que le modèle *GRGS 73*, l'accord à l'équinoxe est

PERIODE	TERMES DE LA COMPARAISON	MODELE		
		GRGS 73	OGO 6	JACCHIA (1971)
Solstice d'été	Valeur moyenne	+	-	-
	Allure	+	-	0
	Amplitude de la variation	+	-	-
Equinoxe d'automne	Valeur moyenne	0	0	+
	Allure	0	0	0
	Amplitude de la variation	+	-	-
Solstice d'hiver	Valeur moyenne	0	0	0
	Allure	0	+	-
	Amplitude de la variation	+	+	-

+ indique un bon accord
0 indique un accord médiocre
- indique un désaccord

Tableau 2-6 : Comparaison qualitative des caractéristiques de l'évolution diurne des concentrations d'oxygène atomique observées à 200 km à celles décrites par les modèles GRGS 73, OGO 6 et Jacchia (1971) pour trois périodes de solstice et d'équinoxe.

médiocre. En été au contraire la variation donnée par le modèle est en désaccord avec celle observée. En été et à l'équinoxe, lorsque les variations observées sont assez faibles, le modèle *Jacchia (1971)* les reproduit en partie, sans toutefois représenter la chute de la fin d'après-midi; en hiver au contraire le désaccord est plus prononcé.

c) Amplitude de la variation.

Seul le modèle *GRGS 73* donne pour chaque période une amplitude de variation comparable aux variations observées. Le modèle *OGO 6* est en accord l'hiver, mais en désaccord aux autres périodes. Le modèle *Jacchia (1971)* ne représente pour aucune période la variabilité observée.

Il apparaît donc qu'en général le modèle *GRGS 73* fournit une représentation des concentrations d'oxygène plus proche de celles observées que ne le font les modèles *Jacchia (1971)* et *OGO 6*.

D - Conclusions sur la détermination de $n(O)$ par diffusion incohérente.

La discussion qui précède a été rendue nécessaire par l'existence de désaccords importants entre le modèle de référence *Jacchia (1971)* et les données d'oxygène atomique déterminées par diffusion incohérente.

Une première interprétation doit être recherchée dans la validité des profils thermiques utilisés: ainsi le modèle *GRGS 73* et les données de diffusion incohérente utilisent le même profil de température; leur accord qui est bon à 200 km se retrouve sur toute la gamme d'altitude; par contre les modèles *Jacchia (1971)* et *OGO 6* emploient des profils de température empiriques. Il est clair que le modèle *GRGS 73* ne présente pas d'écarts importants en densité au modèle *Jacchia (1971)* au voisinage de 400 km (*Jaek-Berger, 1973*); de même à 450 km le modèle *OGO 6* présente des variations semblables à celle de *Jacchia (1971)* (*Hedin et al., 1974*); à 200 km au contraire les trois modèles évoluent différemment, ce qui est dû aux profils thermiques différents utilisés. Cet aspect sera discuté en détail dans le quatrième chapitre de ce mémoire.

Une seconde interprétation de ce désaccord peut être trouvée dans la méthode d'analyse des données de freinage de satellites (ainsi que de spectrométrie de masse) : le traitement statistique employé par *Jacchia (1971)* et d'une manière analogue par *Hedin et al. (1974)*, utilise des données dont la répartition sur le globe n'est pas aléatoire; ceci implique un double couplage entre les variations diurne et saisonnière d'une part, et les variations diurne et latitudinale d'autre part; les comparaisons avec les données du sondeur suggèrent que les modèles en cause ne se sont pas affranchis correctement de ces couplages. Cette interprétation est d'autre part renforcée par l'accord satisfaisant obtenu entre les mesures par diffusion incohérente et le modèle *GRGS 73*, ce dernier ayant permis de confirmer une variabilité diurne plus importante pour $n(0)$ que celle indiquée par *Jacchia (1971)* (*Alcaydé et al., 1971; Jaek-Berger, 1973*).

Il a été enfin clairement établi que la méthode utilisée pour déterminer les concentrations $n(0)$ ne peut introduire d'erreur systématique supérieure à 30 % environ; les écarts, atteignant des facteurs 2 à 3 en début et fin de journée, ne semblent donc pouvoir être imputés aux mesures par diffusion incohérente.

CHAPITRE 3

STRUCTURE ET EVOLUTION DE LA THERMOSPHERE
A MOYENNE LATITUDE : MODELISATION DES
VARIATIONS DE TEMPERATURE NEUTRE ET
DES CONCENTRATIONS D'OXYGENE ATOMIQUE

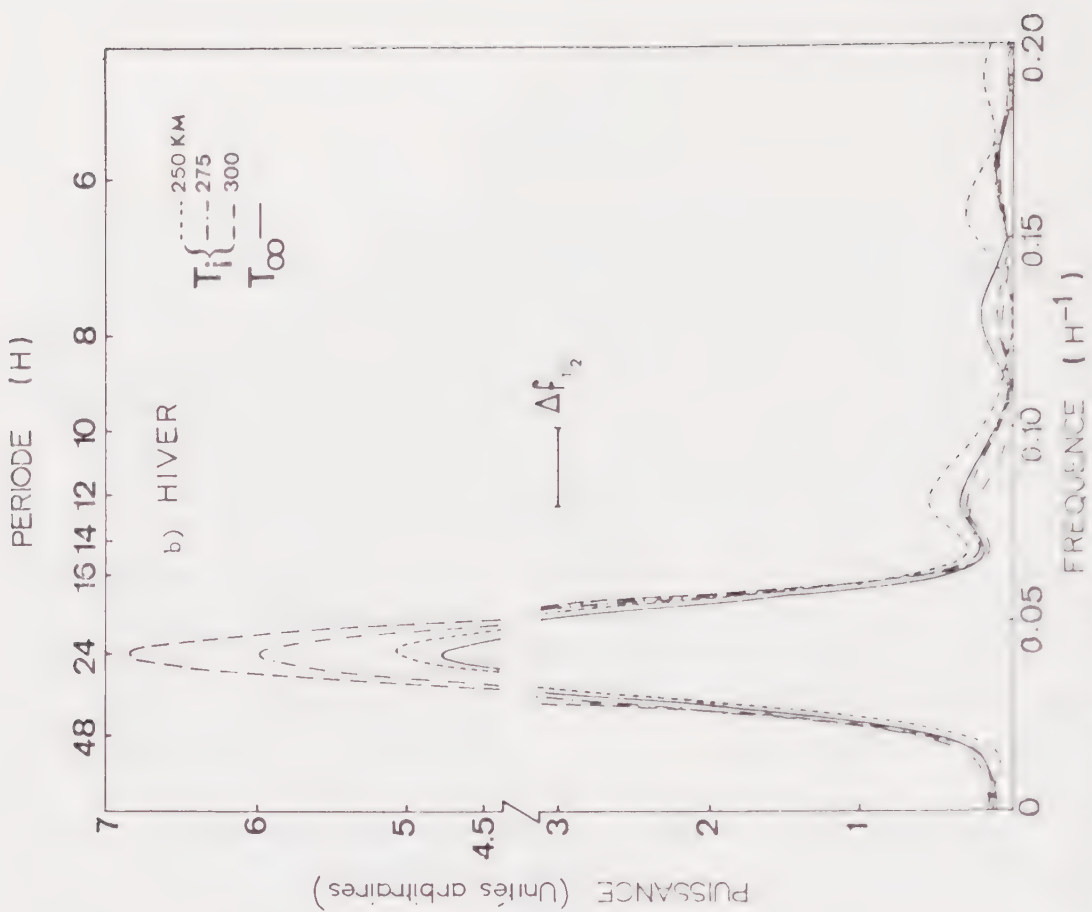
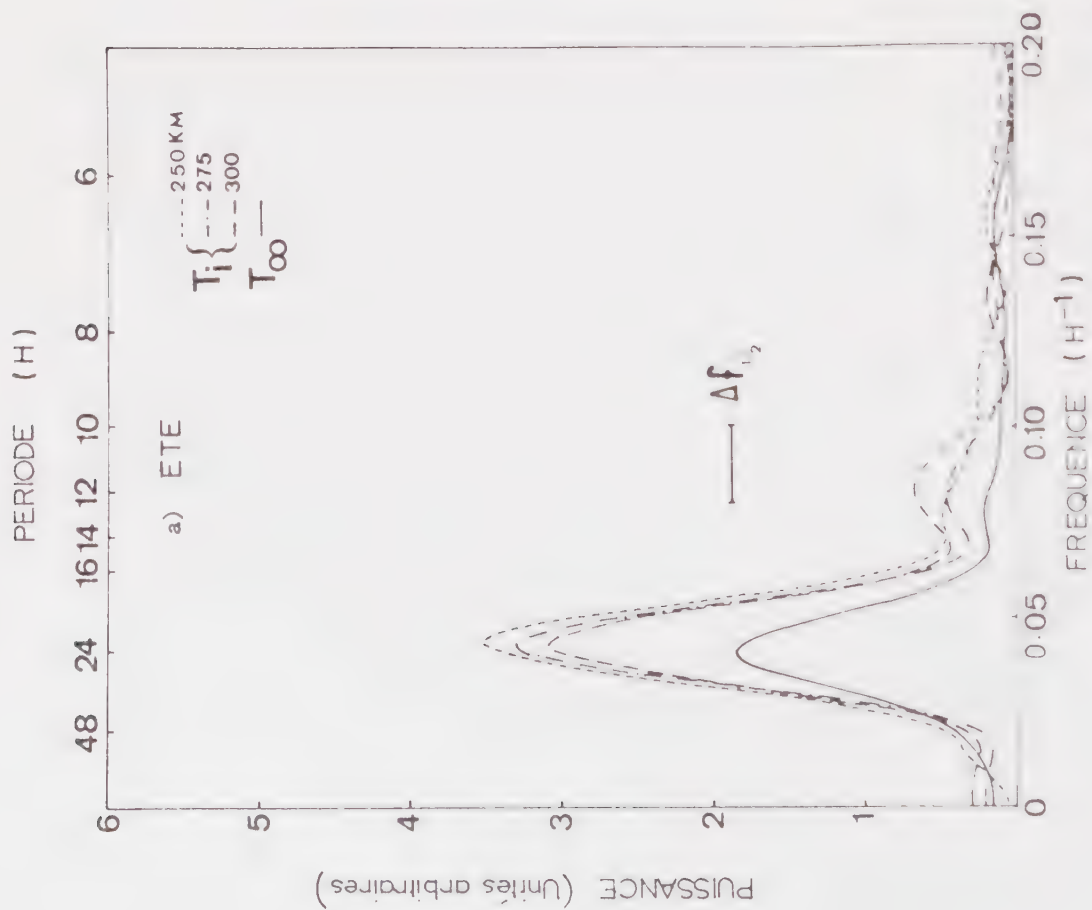
CHAPITRE III

	Pages
I - VARIATIONS A LONG TERME	101
I-1- TEMPERATURE EXOSPHERIQUE	101
A - Composante continue	101
B - Paramètres décrivant la variation journalière	105
I-2- OXYGENE ATOMIQUE	111
A - Composante continue	113
B - Composantes de la variation diurne	115
I-3- STRUCTURE DE LA THERMOSPHERE	118
A - Gradient de température à 120 km	118
B - Profils T(z)	119
C - L'azote moléculaire à 100 km	121
II - VARIATIONS JOURNALIERES	123
II-1- TEMPERATURE EXOSPHERIQUE	123
A - Observation à Saint-Santin	123
B - Comparaison avec les résultats de Millstone Hill	127
C - Discussion des modèles de température exosphérique	129
II-2- OXYGENE ATOMIQUE ENTRE 120 ET 450 KM	132
A - Comparaison aux modèles empiriques	133
B - Confrontation aux données expérimentales	136
II-3- TEMPERATURE DANS LA REGION F1	139

Dans des études antérieures (Waldteufel, 1970 _{α} ; Jacchia, 1965, 1971), la température exosphérique a été analysée en fonction de paramètres géophysique et solaire; les auteurs ont choisi de décrire l'évolution à long terme du minimum (Jacchia 1965, 1971) ou du maximum diurne (Waldteufel, 1970 _{α}) de la température par une fonction du flux solaire décimétrique, de l'activité magnétique et du jour de l'année; la variation diurne est alors représentée par l'évolution temporelle du rapport $T_{\max}/T_{\min}$. Cependant la détermination des deux extremums de température est parfois malaisée, l'observation montrant que le minimum d'hiver ainsi que le maximum d'été sont mal définis. Par ailleurs, la différence de phase entre les maximums de température et de concentration d'oxygène rend délicate une étude comparative de ces termes sur un extremum. Pour ces raisons nous avons choisi de représenter analytiquement les variations diurnes de ces paramètres.

Des études de la température et des vents dans la région E (Bernard et Spizzichino, 1971; Bernard, 1974 _{α, b} ; Salah et Wand, 1974; Salah et al., 1975 _{α}), et des vents dans la région F (Amayenc, 1974) ont révélé l'existence d'oscillations diurne et semi-diurne suggérant la manifestation de marées. Lindzen (1971) et Volland et Mayr (1973) ont apporté un appui théorique à ces observations et ont montré qu'il est possible de trouver des oscillations du même type dans la thermosphère. Il est donc pertinent de caractériser les variations de la température exosphérique et des concentrations d'oxygène atomique par l'amplitude et la phase de la composante diurne et de ses harmoniques : ce sont là, en effet, les caractéristiques locales des marées.

Les durées habituelles d'expérimentation du sondeur français (36 heures environ) ne permettent pas une analyse spectrale classique pour ce type de périodicité. Celle-ci a cependant été possible pour deux campagnes d'expérimentation de longue durée (Amayenc et al., 1973). Les résultats de l'analyse spectrale sur T_{∞} pour ces deux séries sont rassemblés dans la figure (3-1) dans laquelle ont également été portés les résultats de l'analyse de la température ionique entre 250 et 300 km. Il apparaît, dans tous les cas, une composante principale centrée sur 24 heures (composante diurne), de largeur réelle 1 heure. Une composante secondaire apparaît, centrée



à 12 heures environ (composante semi-diurne), mais de période moins stable que la précédente. Les amplitudes d'hiver sont plus fortes que celles d'été, et le rapport des amplitudes respectives des composantes diurne et semi-diurne reste voisin de 4 pour chaque saison. Contrairement aux résultats de l'analyse parallèle menée sur les vents ioniques (Amayenc et al., 1973), la température ne présente pas d'oscillation stable de période inférieure à 12 heures; en particulier l'oscillation ter-diurne observée sur les vents n'apparaît pas sur la température.

Cette analyse, dont les résultats seront précisés plus loin dans ce chapitre, justifie la procédure employée qui consiste à rechercher, sur des échantillons de durée classique (36 heures) l'amplitude et la phase d'oscillations dont les périodes sont respectivement fixées à 24 heures et à 12 heures : l'échantillon analysé est approché par une fonction de la forme :

$$y = \bar{y} \left\{ 1 + a_{24} \cos \left[\frac{2\pi}{24} (t - \phi_{24}) \right] + a_{12} \cos \left[\frac{2\pi}{12} (t - \phi_{12}) \right] \right\} \quad (3-1)$$

où la valeur moyenne $\bar{y}$, les amplitudes relatives a_{24} et a_{12} et les heures des maximums (ou phases) ϕ_{24} et ϕ_{12} des composantes diurne et semi-diurne sont déterminées par la méthode d'ajustement non-linéaire mentionnée au chapitre précédent, t étant l'heure locale.

L'analyse des échantillons de température exosphérique ne présente pas de difficulté car ils sont continus dans le temps sur des périodes de l'ordre de 36 heures avec une résolution temporelle de l'ordre de 0.5 heure. En ce qui concerne l'oxygène atomique et la température dans la région F1 l'analyse est compliquée par le manque de données pendant les périodes de nuit : il a donc été nécessaire d'approcher les amplitude et phase de chaque composante en plusieurs étapes successives dont le détail a été exposé par Fontanari (1973) et par Fontanari et Alcaydé (1974). La méthode consiste à calculer d'abord la valeur moyenne sur la durée de l'échantillon; en supposant ensuite que l'oscillation est essentiellement diurne, on détermine l'amplitude et la phase ce qui permet, compte-tenu de la longueur de l'échantillon, d'évaluer la valeur moyenne diurne (ou composante continue). Cette valeur moyenne est ensuite imposée lors de la recherche simultanée des amplitudes et phases des composantes diurne et semi-diurne.

Fontanari (1973) a montré que cette procédure est efficace tant que l'oscillation diurne est prépondérante devant l'oscillation semi-diurne, ce qui est généralement le cas pour les échantillons analysés. Cette méthode non rigoureuse permet cependant d'approcher la variation diurne des températures tout en évitant des oscillations irréalistes en-dehors des périodes de mesure. La cohérence des résultats d'un échantillon à l'autre est un test sur la validité de la méthode.

Compte-tenu de la variation exponentielle des concentrations en fonction de l'altitude ou de la température, il est apparu plus judicieux d'analyser les variations du logarithme des concentrations plutôt que de travailler sur leur valeur absolue; le niveau 200 km a été choisi comme niveau de référence : ce choix est dicté par l'objectif de séparation d'un pur effet d'expansion thermique de ce qui reflète des variations de composition ou des oscillations d'atmosphère neutre.

Dans la région Fl l'imprécision sur la température a nécessité l'utilisation de moyennes saisonnières sur lesquelles les procédures décrites ci-dessus ont été appliquées. Ce mode de traitement de données a pour effet de mettre en évidence des phénomènes oscillatoires dont la phase est stable sur la période considérée.

Dans la première partie de ce chapitre, les variations à long terme des divers paramètres de l'expression (3-1) pour la température et les concentrations d'oxygène atomique sont analysées en fonction du jour de l'année et de paramètres géophysiques. Des comparaisons avec les résultats obtenus par d'autres auteurs sont faites, et les écarts sont discutés. Dans la seconde partie, les implications de l'évolution saisonnière des paramètres sur les caractéristiques de la variation diurne sont discutées et analysées par comparaison à d'autres travaux.

La méthode utilisée permet en définitive de caractériser les évolutions à long terme et l'évolution diurne de la température atmosphérique et de l'oxygène atomique à l'aide d'un modèle représentatif des données, dont les divers coefficients sont explicités. Le modèle d'évolution diurne de l'oxygène atomique établi ne doit cependant être considéré comme représentatif que pendant les heures d'ensoleillement.

I - VARIATIONS A LONG TERME

I-1- TEMPERATURE EXOSPHERIQUE.

Les termes de la décomposition en série de Fourier ont été déterminés pour chacune des journées expérimentales disponibles entre 1969 et 1972 (*Alcaydé et al.*, 1974_b); on dispose ainsi de 84 séries de données de température moyenne, d'amplitude et de phase (heure du maximum) diurnes et semi-diurnes. Chacun de ces paramètres a été analysé en fonction du jour de l'année.

A - Composante continue.

L'évolution à long terme de la composante continue est portée figure (3-2), ainsi que les valeurs correspondantes des flux solaires décimétriques moyen et instantané, et les indices d'activité géomagnétique A_p et K_p . Diverses formulations de variation de la température exosphérique en fonction du jour de l'année, des flux solaires et de l'activité magnétique ont été utilisées, dont celles proposées par *Jacchia (1965)* ou par *Waldteufel (1970_a)*. Il apparaît que la formulation la plus simple est représentée par la relation :

$$\begin{aligned} \bar{T}_\infty = T_0 + T_1 \cos \left[\frac{2\pi}{365} (d-\phi_1) \right] + T_2 \cos \left[\frac{4\pi}{365} (d-\phi_2) \right] \\ + T_3 \bar{F} + T_4 (F-\bar{F}) + T_5 \bar{K}_p \end{aligned} \quad (3-2)$$

dans laquelle d est le jour de l'année, F le flux solaire du jour précédant l'observation, $\bar{F}$ le flux solaire moyenné sur les 3 périodes de rotation solaire précédant le jour de la mesure, $\bar{K}_p$ l'indice magnétique moyenné sur la période d'observation déphasée de 6 heures, T_i et ϕ_i les amplitudes et phases à déterminer. Elle conduit à l'écart-type optimum sur la composante continue, alors que les formulations faisant intervenir une modulation annuelle ou semi-annuelle du coefficient de flux solaire n'améliorent pas l'écart-type.

Le tracé en pointillé sur la figure (3-2) donne la représentation de la température obtenue à l'aide de la relation (3-2) après optimisation au sens du critère des moindres carrés. L'accord entre ce modèle et les températures observées est obtenu avec un écart-type de 29 K.

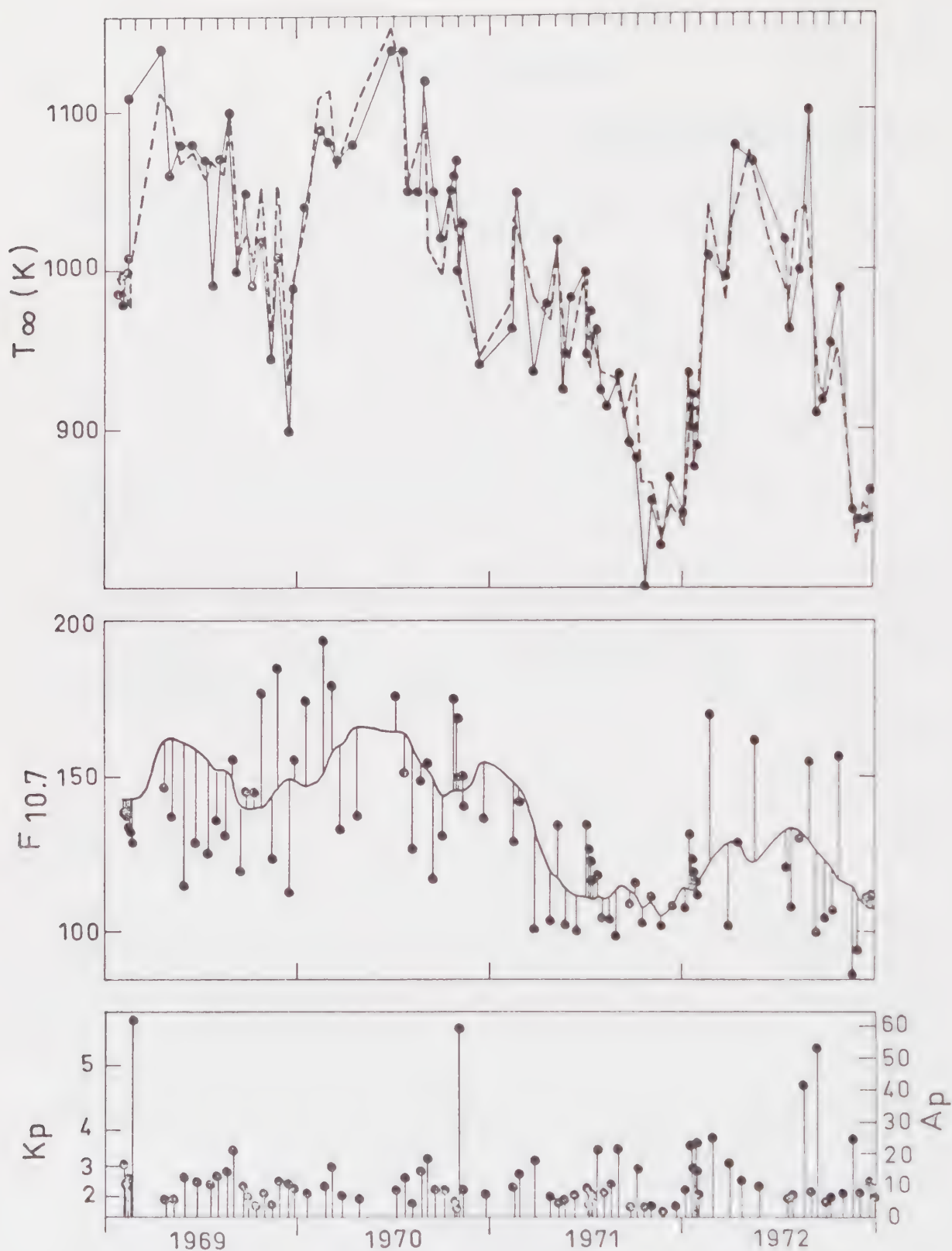


Figure 3-2 : Les températures exosphériques observées sur la période 1969-1972 (Alcaydé et al., 1974,) sont portées en fonction du temps : les points expérimentaux sont reliés par des lignes continues; les valeurs correspondantes fournies par le modèle décrit dans le texte sont reliés par les traits tirillés. On a également indiqué (figure supérieure) les flux décimétriques instantanés (points) et moyens (trait plein) et (dans la figure inférieure) les indices d'activité géomagnétique (A_p et K_p) correspondant à chaque journée et utilisés dans le modèle.

Dans le tableau (3-1) sont portés les coefficients numériques obtenus pour la composante continue, comparés aux coefficients correspondants obtenus à l'aide de la même technique de diffusion incohérente par *Waldteufel (1970_Q)* sur le maximum de température observé à *Saint-Santin (1967-1968)*, et par *Salah et al. (1974)* par une analyse identique à la nôtre mais appliquée aux températures exosphériques obtenues à *Millstone Hill*.

		ANNUUEL		SEMI-ANNUUEL		FLUX		K_p	ECART TYPE
TEMPERATURE EXOSPHERIQUE	T_0 (K)	T_1 (K)	ϕ_1 (jours)	T_2 (K)	ϕ_2 (jours)	T_3 (K.F ⁻¹)	T_4 (K.F ⁻¹)	T_5 (K.K _p ⁻¹)	σ (K)
SAINT-SANTIN (1969-1972) (Alcaydé, 1974)	510 +15	54 ±3	160 ±3	17 +3	90 +5	3.5 +0.1	1.65 +0.1	8 +2	29
SAINT-SANTIN (1967-1968) (Waldteufel, 1970 _Q)	535	50*	153	29*	109	4.0	1.8	16	28
MILLSTONE HILL (1969-1970) (Salah et al., 1974)	491 ±116	105* ±7	182 ±4	7 ±7	162 ±29	3.3 ±0.7	1.4 +0.25	23.6 ±7	31.5

Tableau 3-1 : Comparaison des coefficients de la relation (3-2) obtenus par analyse des variations à long terme de la température exosphérique à Saint-Santin (moyenne journalière, Alcaydé, 1974; maximum diurne, Waldteufel, 1970_Q) et à Millstone Hill (moyenne journalière, Salah et al., 1974).

* Un flux moyen de 130 a été utilisé (moyenne globale des flux observés entre 1969 et 1972).

Les écarts obtenus par rapport à l'étude de *Waldteufel (1970_Q)* sont faibles pour la plupart des coefficients; l'amplitude annuelle T_1 est très voisine tandis que l'amplitude semi-annuelle T_2 est nettement réduite. Les jours de maximum sont plus proches de l'équinoxe d'été (variation annuelle) et des solstices (variation semi-annuelle) que ceux obtenus par *Waldteufel (1970_Q)*; Le coefficient de K_p est plus faible que dans d'autres estimations (*Waldteufel, 1970_Q*; *Alcaydé et al., 1972_p*) mais ceci n'est pas étonnant car le caractère transitoire de l'activité magnétique, dont les constantes de temps sont de quelques heures, est ici moyenné sur des périodes de 36 heures. La dépendance des flux solaires est plus faible que celle déterminée par *Waldteufel (1970_Q)*, ce qui peut être attribué à des variations avec la période d'observation, ou bien au fait que la température au maximum diurne est plus sensible aux variations de flux que la composante moyenne : cette dernière interprétation sera d'ailleurs confirmée dans notre analyse de l'oscillation diurne.

Par comparaison aux résultats obtenus à *Saint-Santin*, l'analyse des données de *Millstone Hill* (*Salah et al.*, 1974) conduit à des écarts plus significatifs (tableau 3-1) :

- i) l'amplitude annuelle est plus forte d'un facteur 2,
- ii) l'amplitude semi-annuelle est négligeable,
- iii) la composante semi-annuelle, qui a en fait peu de signification compte-tenu de sa faible amplitude, est déphasée de 70 jours.

Nous verrons cependant dans ce qui suit qu'il est besoin de préciser les termes des comparaisons et les méthodes de travail de chaque équipe, avant de chercher à conclure sur l'existence de différences systématiques entre les températures exosphériques obtenues à chaque station.

Certains auteurs (*Swartz et al.*, 1971) ont préféré utiliser l'indice du calcium (Ca) pour caractériser l'activité solaire, plutôt que le flux décimétrique à 10.7 cm ; *Rorhbaugh* (1972) a repris ce travail et montré qu'une meilleure corrélation avec T_{∞} est obtenue lorsqu'une combinaison du flux moyen $\bar{F}_{10.7}$ et des variations instantanées de l'indice du Calcium ($Ca - \overline{Ca}$) est utilisée dans la relation (3-2). La même tentative a été effectuée sur les données de *Saint-Santin*, mais n'a pas conduit à la même conclusion (*Aleaydé*, 1974); le tableau (3-2) donne la comparaison de

		ANNUEL		SEMI-ANNUEL		QUART		PH	TEMP. TYPE
TEMPERATURE EXOSPHERIQUE	T_0 (K)	T_1 (K)	ϕ_1 (jours)	T_2 (K)	ϕ_2 (jours)	T_3 (K)	T_4 (K)	T_5 (K)	T_6 (K)
$F = \bar{F}_{10.7}$ $F - \bar{F} = F_{10.7} - \bar{F}_{10.7}$	210	11	20	21	90	1.2	1.8	1.1	10
$F = \bar{F}_{Ca}$ $F - \bar{F} = Ca - \overline{Ca}$	200	11	100	10	90	1.2	2.0	1.1	10
$F = \bar{F}_{Ca}$ $F - \bar{F} = F_{Ca} - \bar{F}_{Ca}$	210	11	20	21	90	1.2	1.8	1.1	10
$F = \bar{F}_{Ca}$ $F - \bar{F} = Ca - \overline{Ca}$	200	11	100	10	90	1.2	2.0	1.1	10

Tableau 3-2 : Comparaison des coefficients de la relation (3-2) et de l'écart-type correspondant obtenus pour différentes représentations des flux solaires instantané et moyen à l'aide du flux décimétrique ($F_{10.7}$) et de l'indice du calcium (Ca).

l'écart quadratique moyen σ obtenu sur T_{∞} pour les différentes combinaisons des indices $F_{10.7}$ et Ca dans (3-2). Il est clair que l'écart le plus faible est obtenu avec le flux décimétrique, l'introduction de l'indice Ca détériorant le résultat. Le meilleur ajustement est donc obtenu avec l'indice $F_{10.7}$; le temps de réponse de l'atmosphère aux variations de flux est de l'ordre de 1 jour (Waldteufel, 1976₂; Alcaydé, 1974).

B - Paramètres décrivant la variation journalière.

La relation (3-1) définit les amplitudes relatives a_k des différentes composantes dans la décomposition de Fourier. En conséquence ces termes sont rendus dépendants de l'activité solaire par l'intermédiaire de la composante continue mise en facteur : il n'est cependant pas nécessaire que l'action du flux solaire sur la composante continue se retrouve proportionnellement sur les amplitudes de l'oscillation, car diverses sources d'énergie peuvent être en cause. Entre 1969 et 1972, le flux solaire moyen varie de 150 à 110, permettant ainsi de déterminer, pour chaque année, c'est-à-dire pour des flux différents, les composantes de Fourier moyennes. Dans la figure (3-3) les phases et les amplitudes relatives diurnes et semi-diurnes sont portées en fonction du flux solaire moyen : alors que l'amplitude diurne passe de 11 % (de T_{∞}) pour un flux de 150, à 8.5 % pour un flux de 110, l'amplitude semi-diurne et les phases diurne et semi-diurne ne présentent pas dans cette analyse préliminaire de variation sensible avec le flux solaire. Salah et al. (1975₁) ont confirmé la forte dépendance de l'amplitude diurne avec F, tandis qu'une faible corrélation a été trouvée pour l'amplitude semi-diurne.

On a donc choisi de représenter les variations à long terme des composantes diurne et semi-diurne de la température par une relation semblable à (3-2) mais dans laquelle l'influence du flux solaire a été simplifiée et celle de K_p éliminée :

$$a_k = A_0 + A_1 \cos \left[\frac{2\pi}{365} (d - \phi_1) \right] + A_2 \cos \left[\frac{4\pi}{365} (d - \phi_2) \right] + A_3 F \quad (3-3)$$

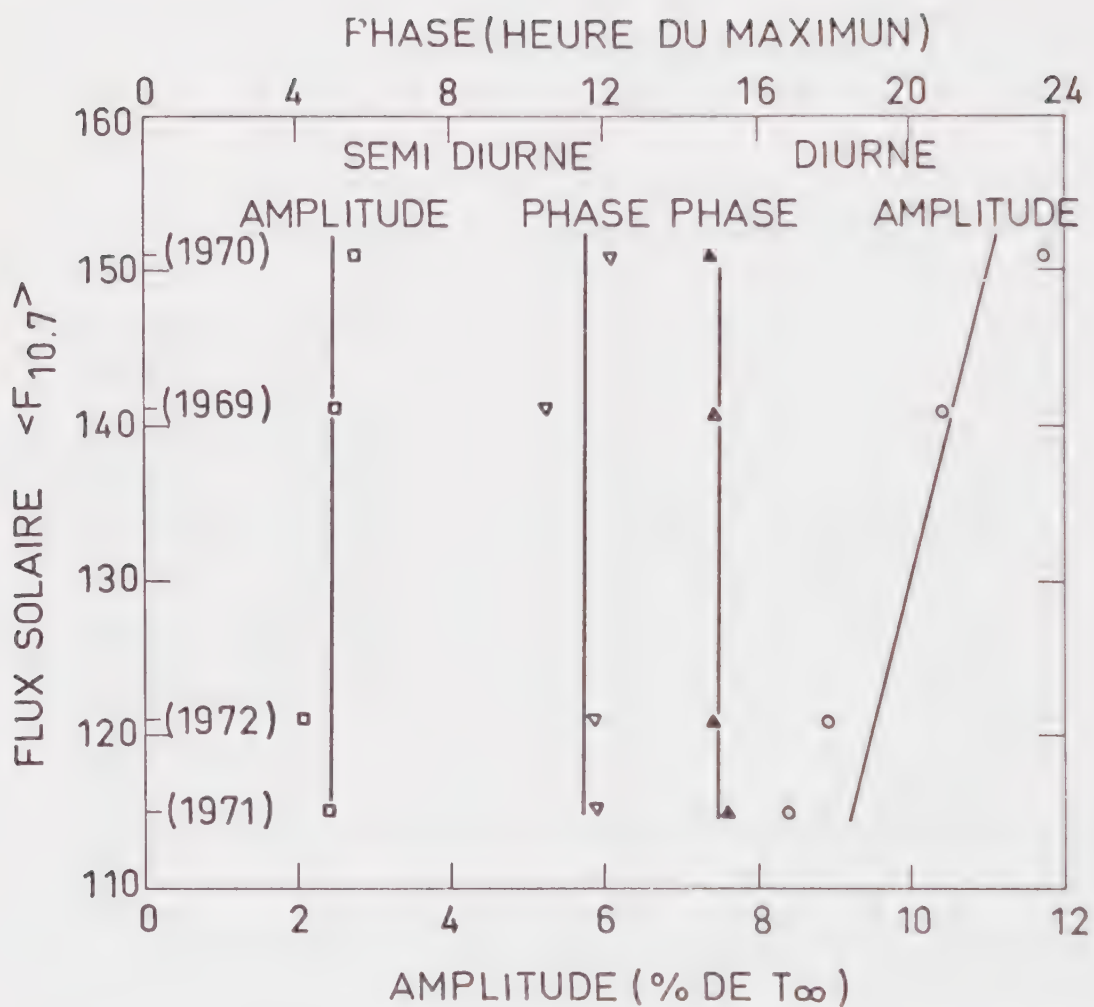


Figure 3-3 : L'amplitude relative et la phase moyennes des composantes diurne et semi-diurne de la température exosphérique, obtenues pour chacune des quatre années 1969 à 1972, sont portées en fonction du flux solaire décimétrique moyenné sur les mêmes périodes. Les droites en trait plein représentent l'ajustement de la relation (3-3) de la relation (3-3) sur l'ensemble des données obtenues. (d'après Alcydéd (1974).

L'indice k correspond respectivement à l'amplitude diurne a_{24} ($k=1$), à la phase diurne ϕ_{24} ($k=2$), à l'amplitude semi-diurne a_{12} ($k=3$) et à la phase semi-diurne ϕ_{12} ($k=4$) dans l'expression (3-1).

Pour juger de la qualité de la corrélation avec le flux solaire, la relation (3-3) a été appliquée d'une part en imposant $A_3 = 0$, d'autre part en laissant A_3 libre : la comparaison des écarts-types obtenus dans chaque approche donne un élément de jugement sur la corrélation entre le flux solaire et le terme considéré.

La figure (3-4) donne l'évolution dans le temps des diverses composantes (amplitudes et phases diurnes et semi-diurnes), les données recueillies sur 4 ans ayant été rassemblées en une seule période de 365 jours.

a) Amplitude diurne a_{24} .

L'approximation par la relation (3-3) conduit à un écart-type $\sigma = 2.4$ (exprimé en % de T_∞) lorsque le coefficient A_3 est imposé nul, et $\sigma = 1.9$ lorsque A_3 est laissé libre. Une part importante de la dispersion des points de la figure (3-4 a) peut donc être mise au compte de l'influence du flux solaire sur a_{24} . Il est à remarquer par ailleurs que l'écart-type obtenu $\sigma = 1.9$ est de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la détermination de T_∞ (1.5 %). La courbe en trait continu de la figure (3-4 a) représente la variation annuelle de a_{24} pour un flux $F_{10.7}$ égal à la moyenne obtenue sur l'ensemble des journées d'expérimentation ($\langle F_{10.7} \rangle = 130$). L'amplitude a_{24} présente une variation annuelle sensible, minimum en été (7 % de T_∞) et maximum en hiver et aux équinoxes (11 % de T_∞). Ces caractéristiques sont à rapprocher de celles décrites dans le deuxième chapitre pour les journées individuelles où l'on a observé que la différence ($T_{\max} - T_{\min}$) est plus importante en hiver qu'en été.

Carru et Waldteufel (1969) et Waldteufel (1970_a) ont mis en évidence un comportement semblable sur les températures observées à *Saint-Santin* avant 1969. Au contraire, la température mesurée à *Millstone Hill* sur la période 1969-1970, ne présente pas de variation notable de a_{24} avec la saison (*Salah et al., 1974*).

TEMPERATURE EXOSPHERIQUE

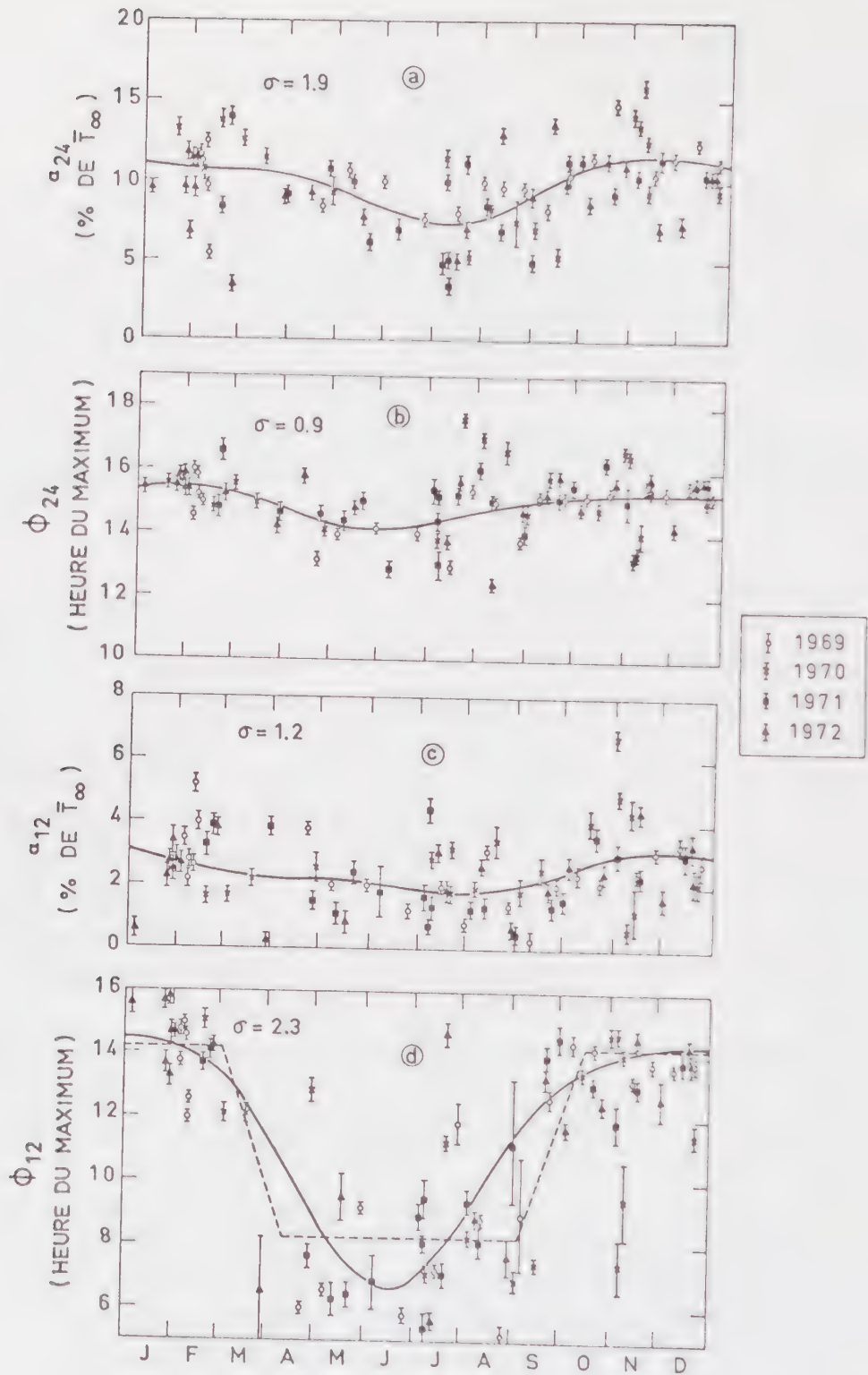


Figure 3-4 : Variation saisonnière des caractéristiques des composantes diurne et semi-diurne de la température exosphérique. Les courbes en trait plein représentent l'ajustement au sens des moindres carrés par la relation (3-3) ($A_3 = 0$): a) amplitude relative diurne - b) phase diurne - c) amplitude relative semi-diurne - d) phase semi-diurne.

b) Phase (heure du maximum) diurne.

L'introduction dans la relation (3-3) du coefficient de flux solaire ne modifie pas l'écart-type obtenu lorsque $A_3 = 0$. L'écart-type obtenu, $\sigma = 0.9$ heure, est comparable à la résolution temporelle des données, qui est comprise entre 0.5 et 0.8 heure (ces données étant interpolées de façon à obtenir un point toutes les demi-heures). Le coefficient A_3 fixé à zéro, la courbe (3-4 b) est le meilleur ajustement aux points expérimentaux.

La phase de l'oscillation diurne est stable autour d'une valeur moyenne de 15 heures; la variation annuelle suggérée par la courbe a une signification marginale car son amplitude est plus faible que l'écart-type σ obtenu. De même la variation semi-annuelle est très faible. Cette stabilité de ϕ_{24} est en accord avec les résultats de *Salah et al.* (1974) qui ont obtenu à *Millstone Hill* une phase égale à 14 heures ne présentant pas d'évolution saisonnière.

Ce résultat paraît en contradiction avec ceux obtenus antérieurement par l'analyse de l'heure du maximum de la température mesurée par diffusion incohérente. *Carru et Waldteufel* (1969) ont noté en particulier une migration saisonnière de l'heure du maximum diurne que l'on a retrouvée sur des journées individuelles au deuxième chapitre. Nous reviendrons ci-après sur cette apparente contradiction qui est en fait due à la composante semi-diurne de l'oscillation.

c) Amplitude de l'oscillation semi-diurne.

L'évolution temporelle de cette composante, présentée sur la figure (3-4 c) a été ajustée par la relation (3-3), le coefficient de flux solaire étant fixé à zéro; l'écart-type obtenu ($\sigma = 1.2$) comparé à la valeur moyenne 2.4 de a_{12} , traduit une dispersion importante. Il ne faut cependant pas s'en étonner car cette dispersion correspond en valeur absolue à 12 K, c'est-à-dire à la précision de la mesure de T_{∞} . L'ajustement indique une tendance à une variation annuelle dont le minimum est situé en été; cependant l'amplitude de la variation est plus faible d'un facteur 2 que la dispersion σ :

aussi la variation annuelle suggérée n'a-t-elle qu'une signification statistique. Il faut noter cependant que cette variation annuelle conserve un rapport constant entre les amplitudes des composantes diurne et semi-diurne ($a_{24} / a_{12} \approx 4$).

La variation annuelle obtenue pour a_{12} par *Salah et al.* (1974) est en opposition de phase avec celle obtenue dans ce travail, avec un maximum en été (30 K) et un minimum en hiver (15 K).

d) Phase semi-diurne.

La figure (3-4 d) révèle que les valeurs numériques obtenues pour ce terme se rassemblent en deux groupes distincts : la phase semi-diurne est aux environs de 8 heures au solstice d'été, et de 14 heures au solstice d'hiver, soit une variation de phase de π entre les deux saisons; la transition semble s'effectuer très rapidement autour des équinoxes. L'ajustement annuel et semi-annuel (relation 3-3) conduit à un écart-type $\sigma = 2.4$. L'ajustement par une fonction carrée (valeurs constantes et transition instantanée le jour de l'équinoxe) n'améliore pas ce résultat; mais si l'on impose une transition linéaire en 40 jours centrée sur les équinoxes, on obtient un écart-type légèrement plus faible ($\sigma = 2.2$). Ce type de représentation semble donc plus réaliste, la dispersion restant cependant supérieure à 2 heures.

Le même type de variation a été obtenu à *Millstone Hill* (*Salah et al.*, 1974) mais avec une variation inverse de celle de *Point-Barrow* et plus faible, la phase évoluant de 6 heures au solstice d'été à 2 heures au solstice d'hiver.

Deux des représentations décrites sont données dans la figure (3-4d), la représentation sinusoïdale et la représentation en fonction créneau avec transition en 40 jours. Les coefficients numériques déterminant l'évolution temporelle de chacune des composantes sont rassemblés dans le tableau (3-3).

		ANNUEL			SEMI-ANNUEL		FLUX	ECART TYPE
TEMPERATURE EXOSPHERIQUE T_{∞}		A_0	A_1	ϕ_1 (jours)	A_2	ϕ_2 (jours)	A_3	σ
AMPLITUDE DIURNE a_{24} (% de T_{∞})		3.6	1.6	-8	0.7	112	4.8×10^{-2}	1.9
PHASE DIURNE ϕ_{24} (heure)		14.9	0.6	-16	0.2	47	0	0.9
AMPLITUDE SEMI-DIURNE a_{12} (% de T_{∞})		2.4	0.6	-10	0.2	145	0	1.2
PHASE	(Relation 3-3)	11.4	3.8	-13	0.9	73	0	2.4
SEMI-DIURNE ϕ_{12}	(Fonction créneau)		14.1		8.4			2.2

Tableau 3-3 : Coefficients de la relation (3-3) et écart-type correspondant obtenus par analyse des variations à long-terme des amplitudes relatives et phases des composantes diurne et semi-diurne de la température exosphérique. On a également porté le résultat obtenu sur la phase semi-diurne ajustée par une fonction créneau:transition linéaire (sur 40 jours) aux équinoxes entre les valeurs d'hiver (A_1) et d'été (A_2).

I-2- OXYGENE ATOMIQUE.

Les évolutions diurnes des concentrations d'oxygène atomique à 200 km $n(0)_{200}$ ont été paramétrées selon la relation :

$$\text{Log} \left[n(0)_{200} \right] = a_0 + a_{24} \cos \left[\frac{2\pi}{24}(d - \phi_{24}) \right] + a_{12} \cos \left[\frac{2\pi}{12}(t - \phi_{12}) \right] \quad (3-4)$$

qui diffère de l'expression (3-1) par le fait que les composantes a_{24} et a_{12} sont exprimées ici en valeurs absolues et non en valeurs relatives de a_0 . Chaque des termes de cette décomposition est ensuite analysé en fonction du jour de l'année et des indices d'activités solaire et magnétique . Il faut garder présent à l'esprit que le modèle ainsi déduit ne peut prétendre être représentatif des données que pendant les heures d'ensoleillement; la procédure employée, résumée dans l'introduction à ce chapitre, exclut cependant la possibilité d'oscillations de forte amplitude en dehors des périodes de mesure, ce qui permet d'espérer que le modèle de densité constitue une extrapolation possible pour les périodes de nuit.

OXYGENE ATOMIQUE A 200 KM-COMPOSANTE CONTINUE

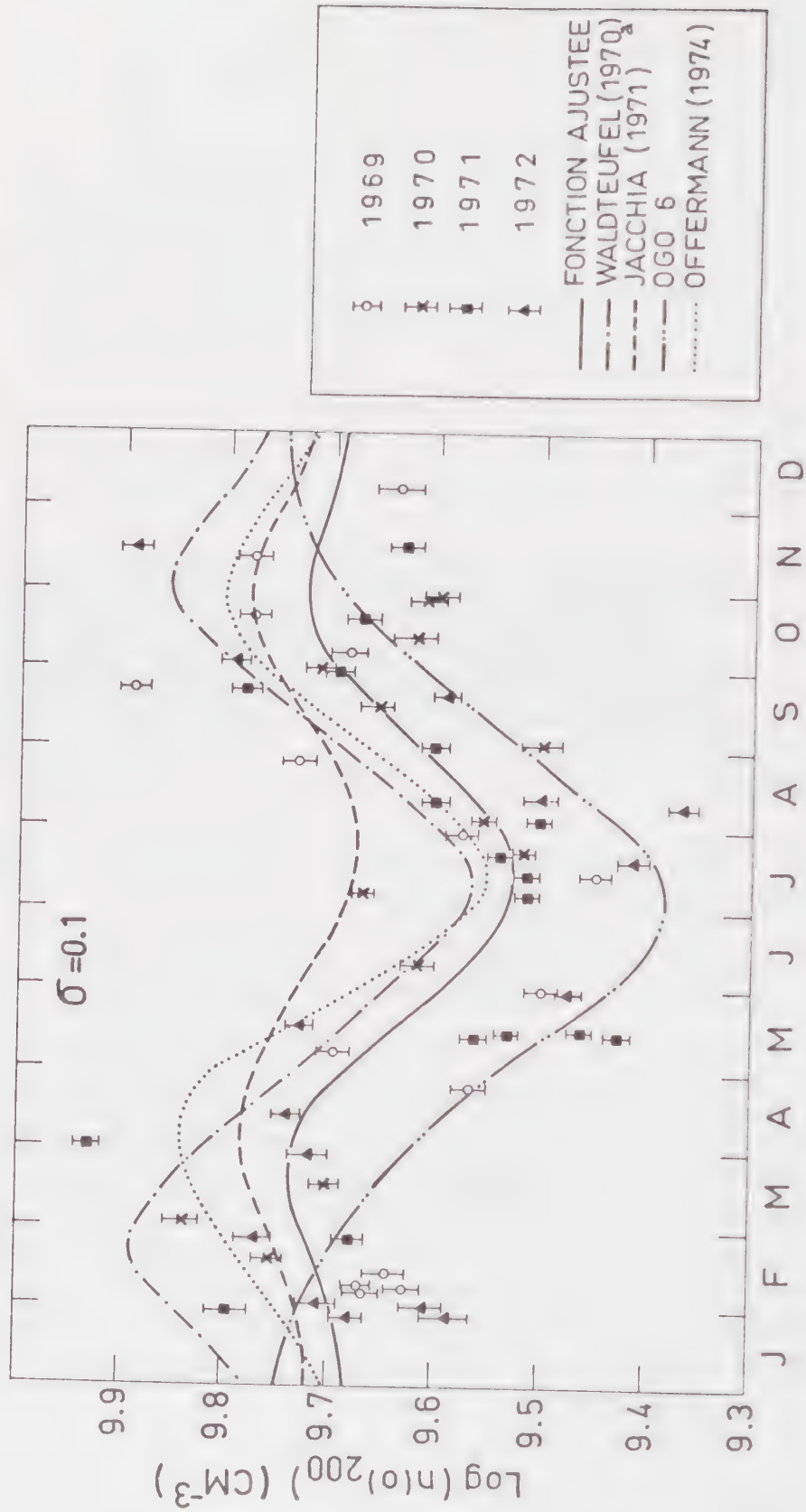


Figure 1-1 : Logarithme atomique de l'oxygène à 200 km - composante continue. Les données sont présentées pour les années 1969, 1970, 1971 et 1972. Les courbes en pointillés et en traits pleins sont les fonctions ajustées pour la relation (3-5) (A et B). Les données de JACCHIA (1971) et OGO 6 sont présentées pour comparaison. Les courbes en traits pleins et en traits pointillés sont les fonctions ajustées pour la relation (3-5) (A et B). Les données de OFFERMANN (1974) et WALDTEUFEL (1970) sont présentées pour comparaison.

Une motivation principale de la recherche des composantes harmoniques pour l'oxygène atomique a été de s'affranchir des variations de valeur moyenne de l'échantillon dues aux différentes durées d'ensoleillement suivant les saisons. La seconde motivation a été de fournir un modèle de concentration d'oxygène atomique analogue à celui de la température exosphérique.

A - Composante continue.

Deux effets principaux sont mis en évidence dans la figure (3-5) . En premier lieu une variation saisonnière et un minimum d'été plus prononcés que dans le modèle *Jacchia (1971)*: le rapport des concentrations d'équinoxes à celles d'été est de 1.25 dans *Jacchia (1971)* et de 1.65 pour les données expérimentales. Cette étude confirme les résultats présentés par *Alcaydé et al. (1974_a)* qui ont traité les données obtenues en 1969-1970; dans cette étude les auteurs ont mis en évidence un rapport Équinoxe/Été de 1.4 pour les concentrations normalisées à *Jacchia (1971)*, soit un rapport de 1.75 pour les concentrations absolues. L'écart obtenu par rapport à celui déterminé sur l'ensemble des données de 1969 à 1972 s'explique par le fait que *Alcaydé et al. (1974_a)* ont travaillé sur des moyennes diurnes et non sur des composantes continues, ce qui conduit à surévaluer le rapport si une variation diurne est présente pour $n(0)$.

Offermann (1974) a rassemblé une série de mesures de $n(0)$ fournies par différentes techniques : il obtient pour $n(0)_{200}$ une variation analogue à celle décrite ci-dessus mais de plus forte amplitude (rapport Équinoxe/Été de 1.9).

Le second effet qui nous paraît important est la dépendance des concentrations $n(0)_{200}$ avec le flux solaire : la distinction des années sur la figure (3-5) permet de remarquer que $n(0)_{200}$ est en moyenne plus élevé en 1969-1970 ($\langle F_{10.7} \rangle \approx 150$) qu'en 1971-1972 ($\langle F_{10.7} \rangle \approx 120$). L'ajustement des points expérimentaux par la relation (3-3), dans laquelle le coefficient de flux A_3 est fixé à zéro, conduit à un écart - type $\sigma = 0.11$, et avec le coefficient de flux libre à un écart-type $\sigma = 0.10$. On a précisé cette dépendance par la méthode décrite pour T_{∞} : les termes de Fourier ont été analysés pour chacune des années considérées. La figure (3-6) indique la dépendance de la composante continue et de l'amplitude diurne en fonction du flux solaire annuel moyen. La composante continue de $\text{Log}[n(0)]$ présente une

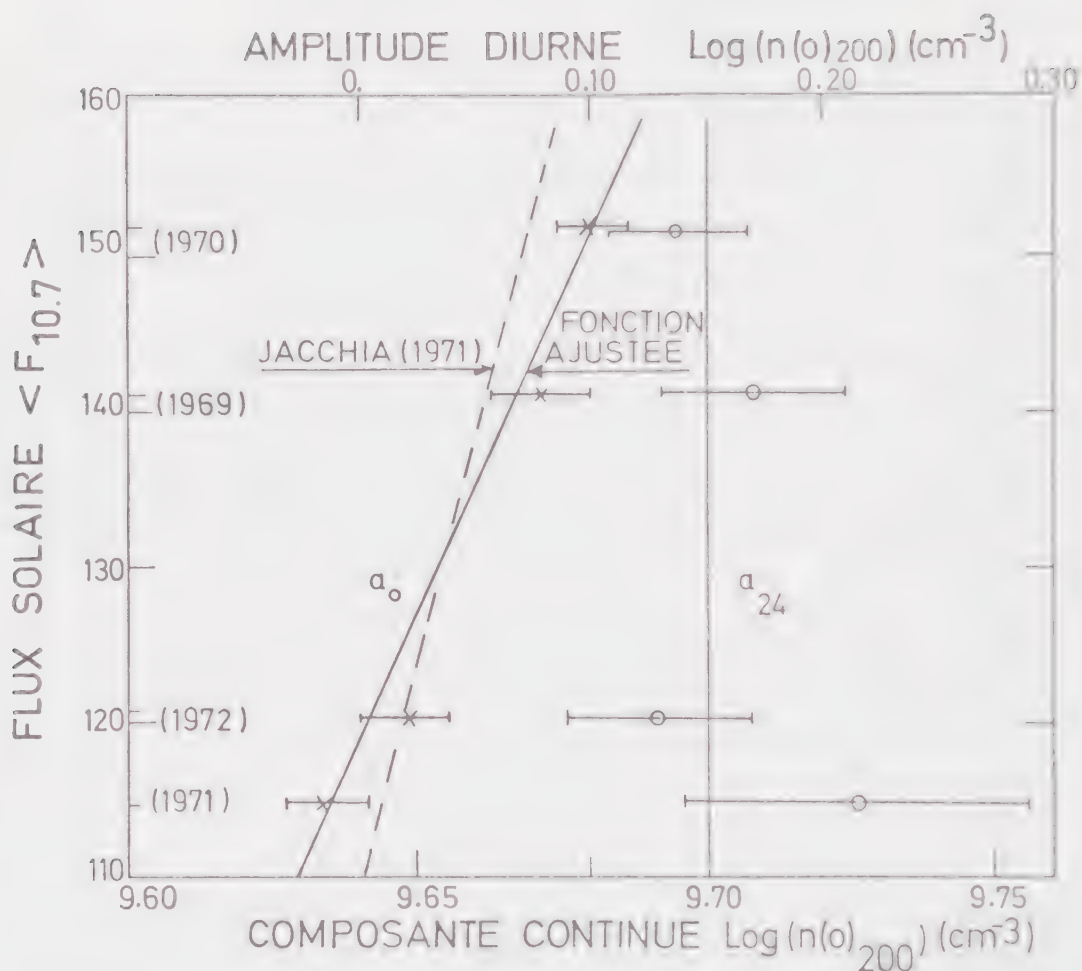


Figure 3-6 : Les valeurs moyennes de la composante continue a_0 et de l'amplitude diurne a_{24} de l'oxygène atomique à 200 km, calculées pour chacune des quatre années 1969 à 1972, sont portées en fonction des flux solaires moyennés sur ces mêmes périodes. Les droites en trait plein représentent l'ajustement au sens des moindres carrés obtenu à l'aide de la relation (3-7) sur l'ensemble des données (tableau 3-4).

variation avec le flux solaire sensiblement supérieure à celle que l'on peut déduire d'une simple variation de température exosphérique (Jacchia, 1971), comme l'ont suggéré *Waldteufel et Cogger* (1971).

Contrairement au terme correspondant pour la température exosphérique, l'amplitude de l'oscillation diurne a_{24} ne semble pas dépendre du flux solaire, bien que la figure (3-6) suggère une légère décroissance de a_{24} lorsque $F_{10.7}$ augmente. L'incertitude sur a_{24} est cependant trop importante pour conclure sur cette tendance. Les autres termes de la décomposition ne présentent aucune variation avec le flux et n'ont pas été portés sur la figure (3-6).

B - Composantes de la variation diurne.

a) Amplitude diurne.

L'amplitude diurne ne varie sensiblement pas dans le temps (figure 3-7a) : en effet la variation saisonnière obtenue est plus faible d'un facteur 4 que l'écart-type ; les valeurs d'été légèrement plus faibles que celles d'hiver sont également plus précises : la dispersion et les incertitudes les plus importantes en hiver sont essentiellement liées à une longueur plus faible des échantillons (environ 8 heures). La dépendance avec le flux solaire est de l'ordre de 10 % de la valeur moyenne, c'est-à-dire négligeable devant la dispersion des points qui est de l'ordre de 50 % (tableau 3-4).

b) Phase diurne.

Contrairement à la phase de l'oscillation diurne de la température l'heure du maximum diurne de $n(0)_{200}$ présente une variation annuelle bien définie malgré la dispersion importante des données, particulièrement en hiver (figure 3-7b). La phase diurne se situe entre 7 et 9 heures en hiver et entre 12 et 14 heures en été, soit une variation de phase voisine de $\frac{\pi}{2}$ (6 heures). En moyenne annuelle l'heure du maximum diurne est 10 heures, c'est-à-dire en avance de 5 heures sur l'heure du maximum de température. L'ajustement semi-annuel ne conduit pas à une composante importante : l'amplitude de la variation semi-annuelle est en effet d'un facteur 4 fois plus faible que l'amplitude annuelle et peut donc être considérée comme négligeable.

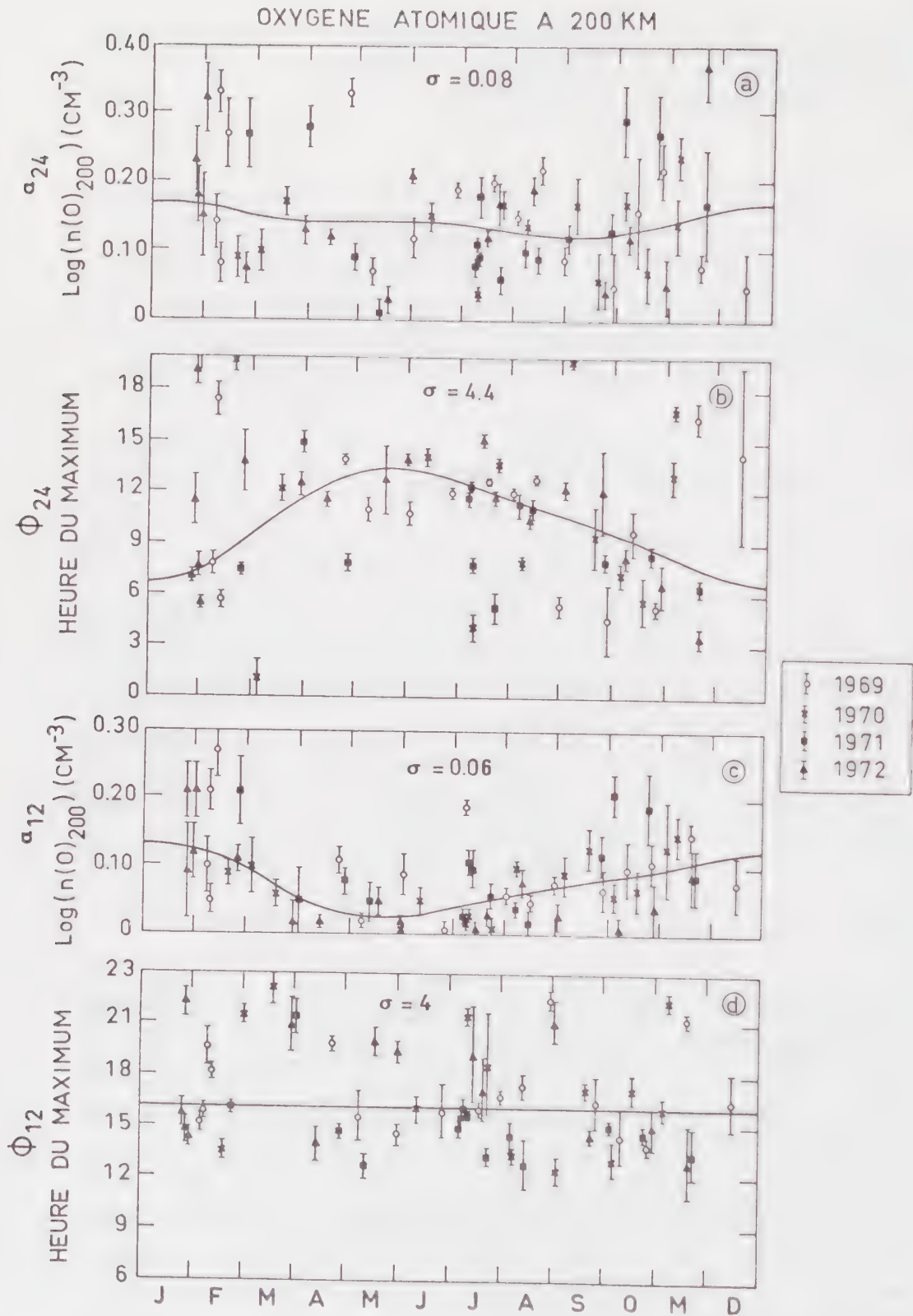


Figure 3-7 : Variation saisonnière des caractéristiques des composantes diurne et semi-diurne de la concentration d'oxygène atomique à 200 km. Les courbes en trait plein représentent l'ajustement au sens des moindres carrés par la relation (3-3) ($A_3 = 0$) - a) amplitude diurne - b) phase diurne - c) amplitude semi-diurne - d) phase semi-diurne.

c) Amplitude semi-diurne.

En été l'oscillation semi-diurne a une amplitude plus faible d'un facteur 4 que celle de l'oscillation diurne (figure 3-7 c), tandis qu'en hiver le rapport est voisin de 1. La dispersion assez importante ($\sigma = 0.06$) n'est cependant pas suffisante pour masquer l'évolution saisonnière, qui conduit à des amplitudes plus faibles en été qu'en hiver. Pour ce paramètre également la longueur des échantillons, faible en hiver, induit des incertitudes et une dispersion plus importantes à cette période qu'en été ; la méthode d'analyse devient moins sûre également lorsque les deux oscillations, diurne et semi-diurne, ont des amplitudes du même ordre de grandeur (Fontanari, 1973).

		ANNUEL		SEMI-ANNUEL		FLUX	ECART TYPE
CONCENTRATION D'OXYGENE ATOMIQUE A 200 km Log(n(O) ₂₀₀) ((cm ⁻³))	A ₀	A ₁	ϕ_1 (jours)	A ₂	ϕ_2 (jours)	A ₃	σ
COMPOSANTE CONTINUE a ₀	9.44	0.084	12	0.06	104	0.0016	1
AMPLITUDE DIURNE a ₂₄	0.14	0.018	18	0.01	168	0	0.08
PHASE DIURNE ϕ_{24} (heures)	10	3	161	0.70	110	0	4.4
AMPLITUDE SEMI-DIURNE a ₁₂	0.08	0.05	-22	0.01	25	0	0.06
PHASE SEMI-DIURNE ϕ_{12} (heures)	16.2	0	0	0	0	0	4

Tableau 3-4 : Caractéristiques des variations à long terme des composantes continue, diurne et semi-diurne de Log(n(O)) (relation 3-4) analysées suivant la relation (3-3).

d) Phase semi-diurne.

La dispersion obtenue sur ce terme ($\sigma = 4$ heures) montre que l'oscillation semi-diurne est peu stable en phase : la valeur moyenne (16.2 heures) paraît être la meilleure approximation de ce terme (figure 3-7 d).

Il n'est donc pas trouvé de corrélation entre l'évolution saisonnière de la phase de l'oscillation semi-diurne de la température et celle de la concentration d'oxygène.

Compte-tenu de la dispersion observée sur l'ensemble des termes, provoquée d'une part par l'incertitude sur la détermination de $n(0)$ et, d'autre part, par la longueur réduite des échantillons analysés, le modèle expérimental de variation diurne et saisonnière de l'oxygène atomique doit être considéré comme une approche statistique des concentrations d'oxygène atomique : la confiance dans cette représentation est généralement meilleure en été qu'en hiver. Les coefficients numériques définissant le modèle sont indiqués dans le tableau (3-4).

I-3- STRUCTURE DE LA BASSE THERMOSPHERE.

A - Gradient de température à 120 km.

L'analyse du terme $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ par une méthode analogue à celle utilisée pour la température exosphérique et l'oxygène atomique, conduit aux coefficients portés dans le tableau (3-5) (où les amplitude diurne et semi-diurne sont calculées, comme pour l'oxygène, en valeurs absolues).

		ANNUEL		SEMI-ANNUEL		FLUX	ECART TYPE
$(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$	A_0	A_1	ϕ_1 (jours)	A_2	ϕ_2 (jours)	A_3	
COMPOSANTE CONTINUE a_0 (K. Km ⁻¹)	7.7	0.2	156	0.33	31	0.026	0.7
AMPLITUDE DIURNE a_{24} (K. Km ⁻¹)	4.1	0.24	241	0.22	3	0	7
PHASE DIURNE ϕ_{24} (heures)	13.5	0.11	121	0.13	104	0	1
AMPLITUDE SEMI-DIURNE a_{12} (K. Km ⁻¹)	3.9	0.11	278	0.18	144	0	0.4
PHASE SEMI-DIURNE ϕ_{12} (heures)	17.1	0.6	13	1.4	180	0	1.5

Tableau 3-5 : Caractéristiques des variations à long terme des composantes continue, diurne et semi-diurne de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ analysées suivant la relation (3-3).

La composante moyenne de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ se situe à 11.3 K.km^{-1} avec une variation annuelle voisine de $\pm 1 \text{ K.km}^{-1}$ couverte par la dispersion des points expérimentaux ($\sigma = 1.1 \text{ K.km}^{-1}$). Ce paramètre est sensible à la décroissance du flux solaire décimétrique entre 1969 et 1972 : l'introduction d'un paramètre proportionnel à $F_{10.7}$ améliore en effet l'écart quadratique ($\sigma = 0.9 \text{ K.km}^{-1}$). L'amplitude et la phase de l'oscillation diurne ne paraissent pas évoluer de manière sensible dans le temps; ceci est particulièrement vrai pour ϕ_{24} très stable autour de 13.5 heures. Amplitude et phase de l'oscillation semi-diurne sont très dispersées : compte-tenu du fait que l'amplitude semi-diurne est faible (tableau 3-5) cette composante peut éventuellement être négligée dans un modèle représentatif de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$.

B - Profils T(z).

La moyenne saisonnière effectuée sur les données de T(z), rendue nécessaire par l'imprécision sur T_n dans la région F1, a permis d'éliminer les variations instables et de mettre en évidence les caractères permanents des profils de température. Des profils moyens ont ainsi été obtenus (*Alcaydé et al., 1974_a*) révélant des écarts systématiques au modèle analytique *Jacchia (1971)* pouvant atteindre 100 K à 150 km (figure 3-8). A 120 km, altitude généralement choisie comme limite basse des modèles de thermosphère, l'écart à *Jacchia (1971)* est de 40 K en moyenne. Les gradients verticaux de température observés sont plus importants, de 1.5 K.km^{-1} environ, que ceux du modèle au-dessous de 140 km. Au-dessus de ce niveau la tendance s'inverse.

Alcaydé et al. (1972_a) ont montré qu'un accord satisfaisant existe entre $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$ déterminé au-dessus de 200 km, et le gradient vertical de température effectivement mesuré à 120 km. La figure (3-8) révèle que cet accord est quelque peu fortuit; par ailleurs une étude approfondie de la composition et de la température dans la région F1 amène la conclusion que des variations du paramètre s (ou de $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$) influencent peu celles observées au-dessus de 200 km (*Oliver, communication privée*).

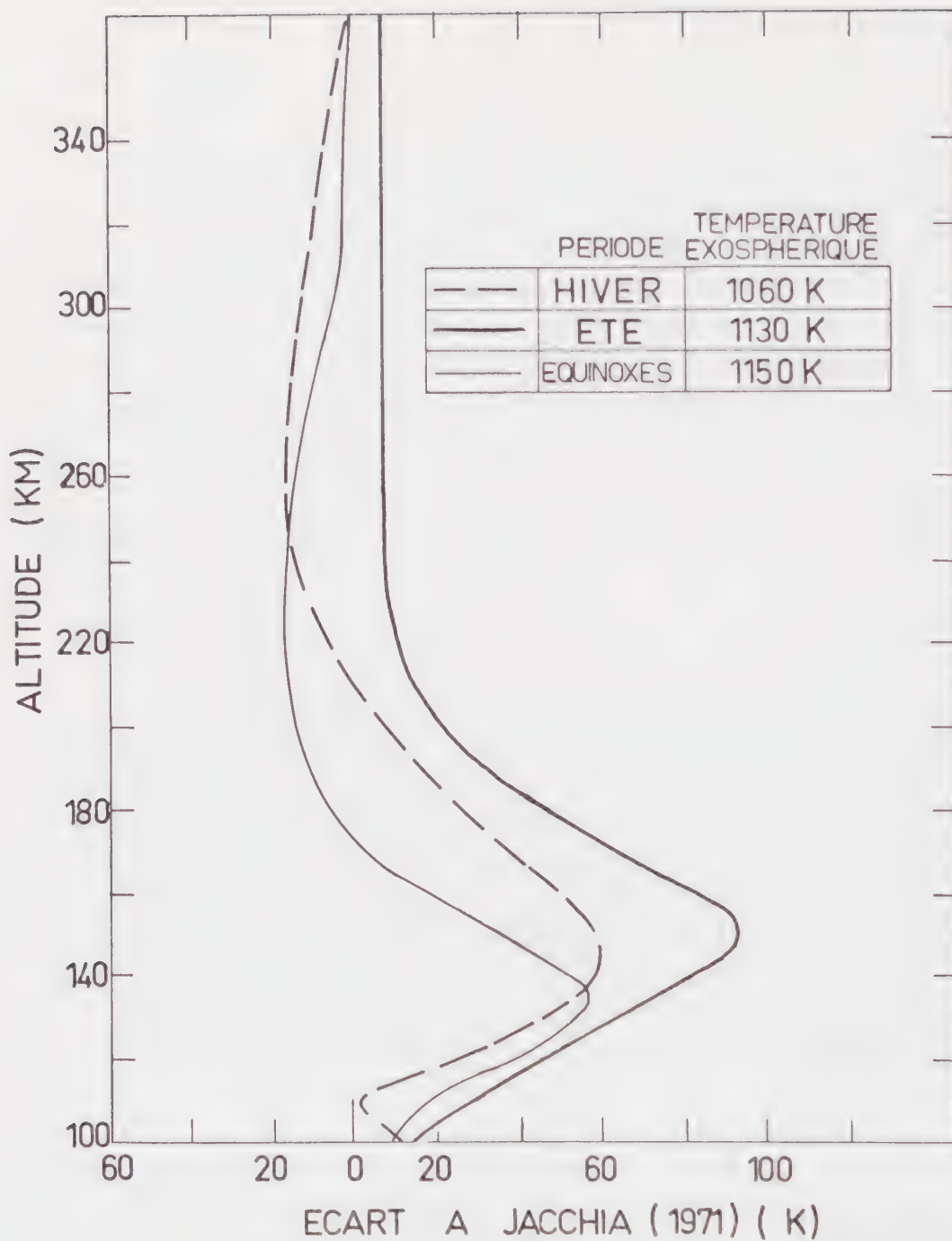


Figure 3-8 : Ecart des températures observées dans la région F1 au modèle Jacchia (1971) calculé en fonction de la même température exosphérique mesurée pour trois périodes de solstice et d'équinoxe - d'après Alcaydé et al. (1974).

La structure verticale de la température, comparée à celle de *Jacchia (1971)*, suggère deux conclusions: en premier lieu les températures plus élevées que dans le modèle, entre 100 et 200 km, impliquent une décroissance des concentrations de neutres moins rapide que celle décrite par le modèle; par ailleurs une modulation saisonnière des concentrations est contenue dans les variations à long terme des profils de température neutre dans la basse thermosphère.

C - L'azote moléculaire à 100 km.

Nous ne ferons ici que signaler, pour mémoire, la variation saisonnière observée sur les concentrations d'azote moléculaire au niveau 100 km, déjà mise en évidence par *Waldteufel (1970_a)* et confirmée par *Alcaydé et al. (1974_a)* sur la période 1969-1970. Les concentrations sont plus élevées en hiver qu'en été d'un facteur 1,3 environ. Les températures observées plus faibles en hiver qu'en été, entre 100 et 120 km, compensent cette variation, et un niveau isopinique pour $n(N_2)$ est atteint à 120 km environ. Le choix, par de nombreux modèles, de concentrations d'azote constantes à 120 km se justifie donc par l'observation, du moins pour les variations à long terme.

II - VARIATION JOURNALIERE

Après avoir caractérisé l'évolution à long terme des diverses composantes de la température neutre et de la concentration d'oxygène atomique, nous allons dans cette deuxième partie revenir à la structure de l'évolution journalière. Il est apparu dans la première partie que les termes évoluent au cours de l'année suivant des oscillations annuelles et semi-annuelles généralement en phase avec la déclinaison solaire : on peut donc définir trois périodes typiques centrées respectivement sur le solstice d'été, le solstice d'hiver et les équinoxes, ces dernières ayant un caractère transitoire entre les deux premières.

II-1- TEMPERATURE EXOSPHERIQUE.

A - Observations à Saint-Santin.

Les caractéristiques de l'évolution journalière de la température exosphérique sont portées sur le diagramme harmonique amplitude-phase de la figure (3-9). Les périodes d'équinoxe ont été réduites, pour cette figure, à 40 jours centrés sur l'équinoxe, les périodes de solstice recouvrant les périodes intermédiaires. La stabilité de l'oscillation diurne, et la variabilité de l'oscillation semi-diurne surtout en période d'équinoxe, sont clairement mises en évidence sur ce diagramme. Il est donc clair que la structure de l'évolution journalière de la température exosphérique est modulée par l'évolution saisonnière de la composante semi-diurne.

En hiver, la combinaison d'une oscillation diurne dont le maximum est à 15 heures et le minimum à 3 heures, et d'une oscillation semi-diurne d'amplitude 4 fois plus faible, dont les maximums sont situés à 2 et 14 heures, conduit à une évolution globale où le maximum, compris entre 14 et 15 heures, est bien défini car il résulte de la superposition des maximums diurne et semi-diurne; au contraire le minimum de nuit de l'oscillation diurne est partiellement compensé par le maximum semi-diurne à 2 heures, ce qui implique un minimum étalé entre 0 et 6 heures : il peut même apparaître, lorsque la composante semi-diurne a une amplitude suffisante, un léger maximum secondaire intervenant entre 2 et 3 heures du matin. On retrouve ainsi les caractéristiques de l'évolution de la température exosphérique lors des

TEMPERATURE EXOSPHERIQUE

b- COMPOSANTE SEMI-DIURNE

a- COMPOSANTE DIURNE

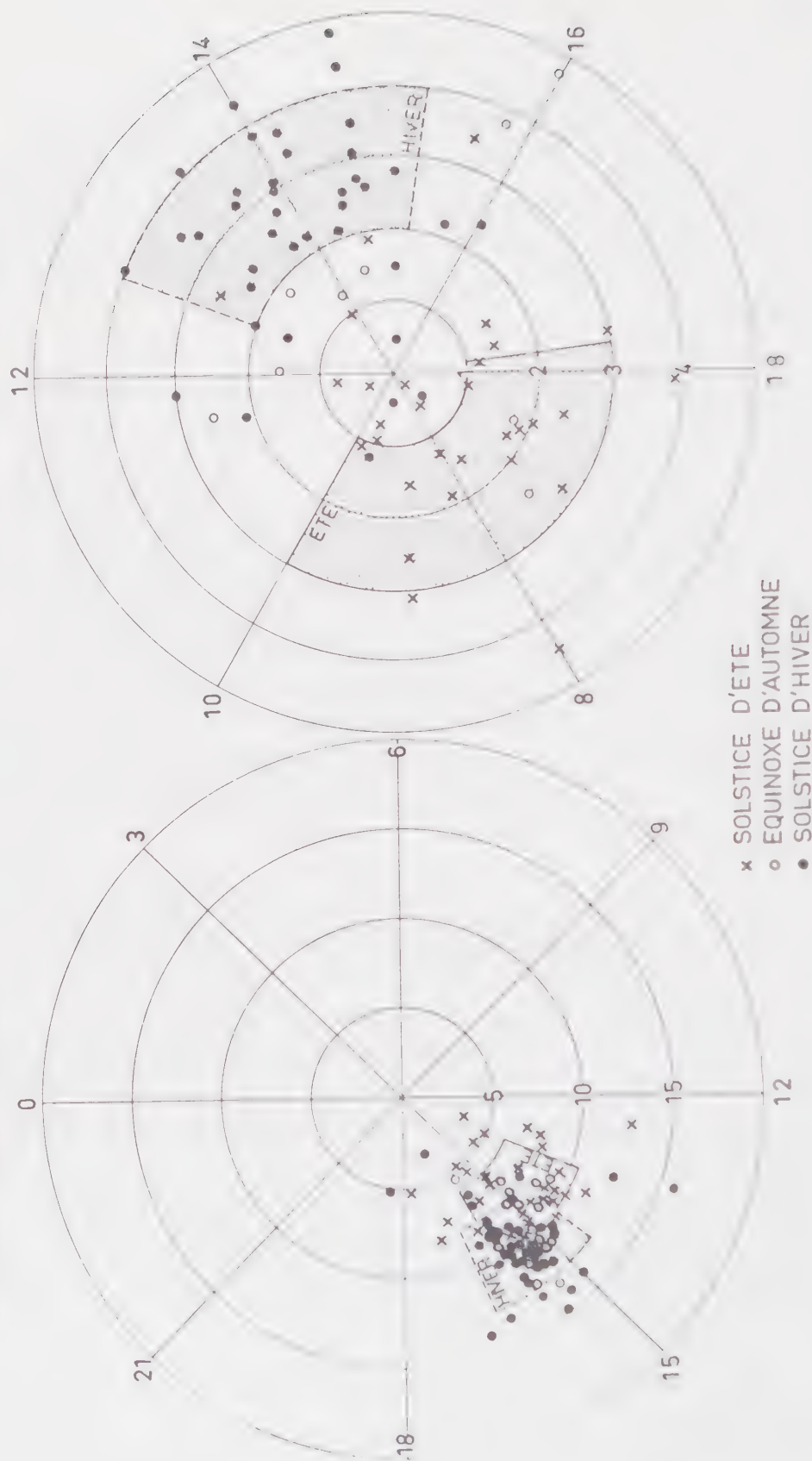


Figure 3-9 : Diagramme harmonique amplitude-phase des oscillations diurne (a) et semi-diurne (b) de la température exosphérique.
L'amplitude relative est portée en distance radiale et la phase en distance angulaire. Les périodes de solstice sont caractérisées par des secteurs circulaires figurant la dispersion moyenne de l'amplitude et de la phase.

journées de Janvier 1972 décrites au chapitre 2; cette évolution diurne est donc typique des périodes de solstice d'hiver.

En été la situation est modifiée : en effet si la composante diurne est stable et se traduit par les mêmes extremums à 15 et 3 heures, la phase semi-diurne a évolué de 6 heures, ce qui amène les maximums semi-diurnes à 8 et 20 heures. Le minimum de nuit est donc bien défini par la superposition du minimum diurne et du premier minimum semi-diurne, tandis que le maximum diurne, compensé par la présence du second minimum semi-diurne est accompagné, de part et d'autre de 15 heures, des deux maximums semi-diurnes; la variation de température est donc faible entre 10 et 18 heures, le maximum absolu se trouvant vers 17 heures, ce qui a été longtemps considéré comme le maximum de l'évolution diurne observé par diffusion incohérente : ceci n'est donc caractéristique que des périodes de solstice d'été, telle la série de journées de Juillet 1971 présentée au chapitre 2.

Les évolutions journalière et saisonnière déduites du modèle établi sont portées sur la figure (3-10). Le tableau (3-6) donne les caractéristiques globales de la variation journalière de T_{∞} ; il peut être comparé aux tableaux (2-1) et (2-2) établis pour les journées particulières d'hiver et d'été.

TEMPERATURE EXOSPHERIQUE	HEURE DU MAXIMUM (heures)	HEURE DU MINIMUM (heures)	$T_{\text{MAX}}/T_{\text{MIN}}$	$T_{\text{MAX}}-T_{\text{MIN}}$ (K)	LARGEUR A 30K DU MAXIMUM (heures)	LARGEUR A 30K DU MINIMUM (heures)
SOLSTICE D'ETE	17	2	1.18	165	8	4
EQUINOXE	14	5	1.25	215	5	5
SOLSTICE D'HIVER	15	6	1.26	210	4	9

Tableau 3-6 : Caractéristiques de l'évolution journalière du modèle expérimental de température exosphérique aux solstices et équinoxes ;
 T_{max} et T_{min} sont respectivement les maximum et minimum journaliers de la température.

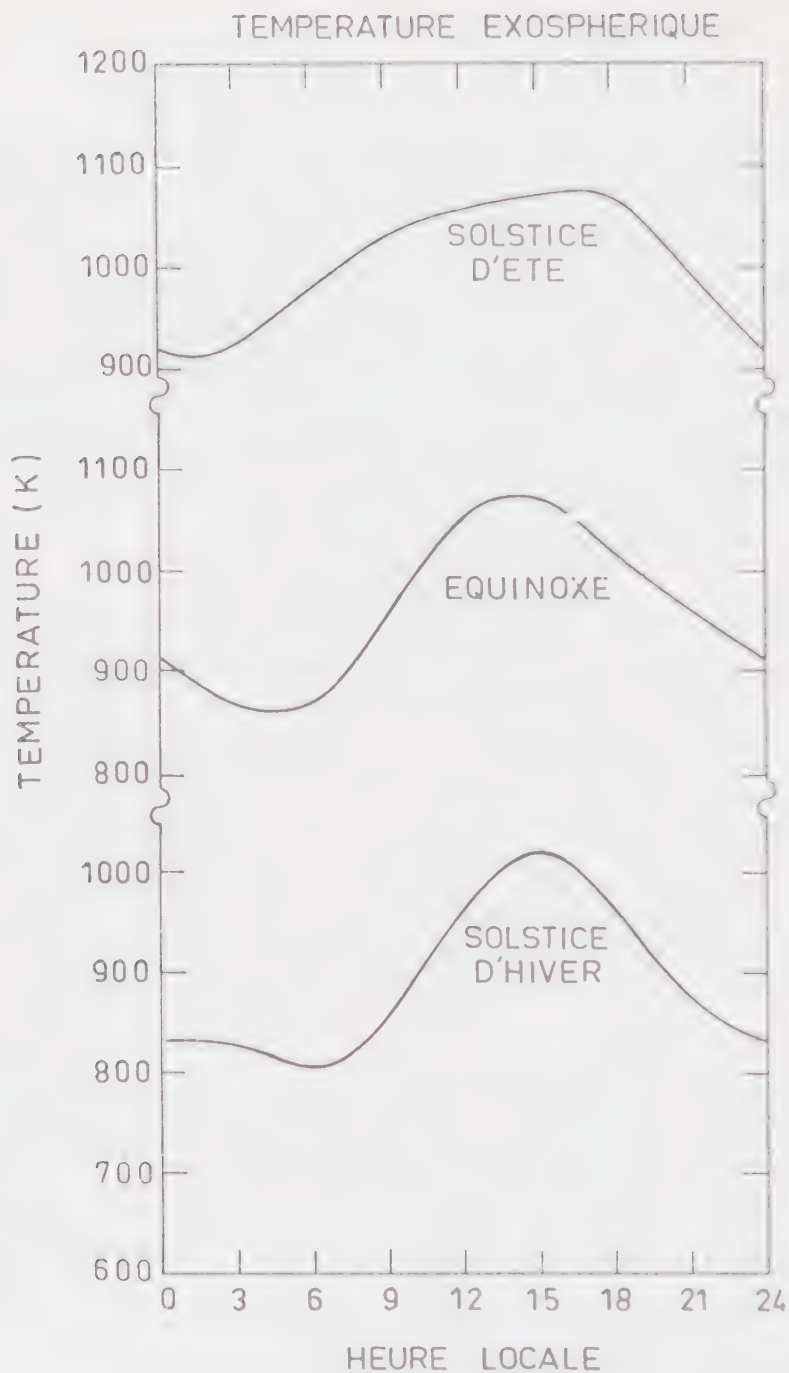


Figure 3-10 : Modèle expérimental d'évolution de la température exosphérique calculé avec un flux décimétrique moyen $F_{10.2} = 125$ et un indice d'activité géomagnétique $K_p = 2$ pour les périodes respectives du solstice d'été, de l'équinoxe d'automne et du solstice d'hiver.

B - Comparaison avec les résultats de *Millstone Hill*.

On a montré au cours de ce chapitre que les études antérieures effectuées à *Saint-Santin* (Alcaydé, 1974) et à *Millstone Hill* (Salah et al., 1974) ont révélé des écarts entre les modèles empiriques de température exosphérique représentatifs des données obtenues à chaque station. Une étude commune des données montre qu'en fait les écarts peuvent être considérablement réduits lorsque la même méthode d'analyse est utilisée (Salah et al., 1975_b). Il est tout d'abord indiqué de comparer des mesures obtenues simultanément et de discuter ensuite les facteurs de désaccord entre les deux modèles.

La figure (3-11) présente des mesures simultanées obtenues pour cinq journées d'observation communes réparties sur différentes périodes de l'année. Le plus souvent l'accord entre les deux déterminations de T_{∞} est excellent; cependant quelques écarts significatifs sont apparents. Le principal concerne les températures nocturnes, plus faibles généralement de 25 à 50 K à *Millstone Hill* qu'à *Saint-Santin* : ceci traduit essentiellement des différences de températures ioniques mesurées; on observe ainsi une décroissance des températures plus rapide à *Millstone Hill* à l'heure du coucher du soleil. Ces écarts peuvent être produits de préférence à une station par des effets contrôlés, en particulier, par le champ magnétique (Salah et al., 1975_b) :

i) chauffage par effet joule ,

ii) friction due au mouvement relatif des ions et des neutres ,

iii) ou bien un contrôle différent du champ magnétique sur le mouvement des neutres et par conséquent sur les échanges d'énergie locaux ; il est bon de noter en effet les différences de coordonnées géomagnétiques des deux stations (*Saint-Santin* : 41°N, L = 1,9 ; *Millstone Hill* : 57°N, L = 3,2).

Au contraire les observations diurnes sont en bon accord sans que des différences systématiques puissent être mises en évidence. La forme de l'évolution diurne de la température est identique aux deux stations, de même que son évolution saisonnière.

MESURES SIMULTANÉES DE LA TEMPÉRATURE EXOSPHERIQUE

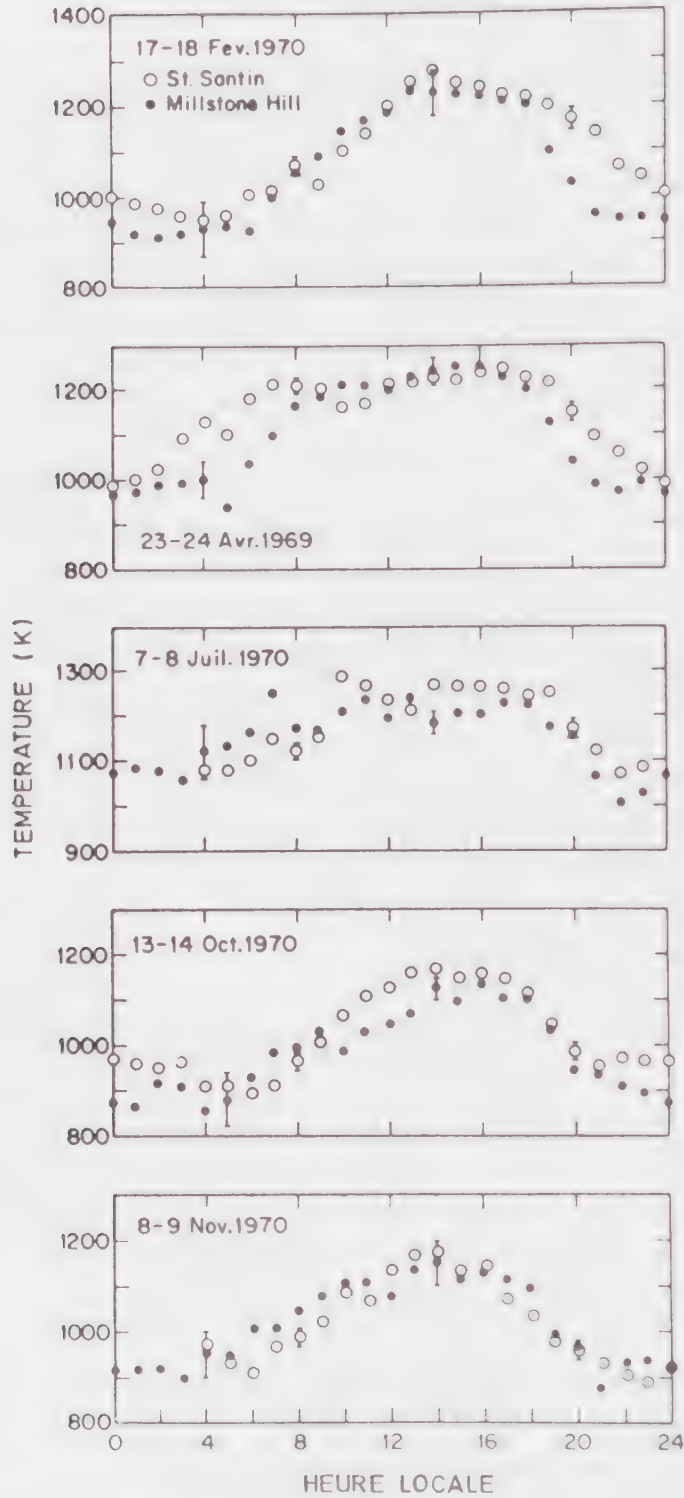


Figure 3-11 : Observation simultanée des variations journalières de la température exosphérique à Millstone Hill et à Saint-Santin pour différentes journées.
d'après Salah et al. (1975).

Les accords individuels suggèrent par conséquent que les écarts significatifs révélés par les modèles représentatifs (*Alcaydé, 1974 ; Salah et al., 1974*) traduisent en réalité des différences de procédure dans l'établissement de ceux-ci.

C - Discussion des modèles de température exosphérique.

Pour que cette discussion soit complète il est tout d'abord indiqué de préciser les méthodes d'obtention des températures exosphériques à *Saint-Santin* et à *Millstone Hill*:

i) à *Saint-Santin* les températures ioniques sont ajustées de façon à fournir une estimation simultanée de T_{∞} , $n(0)$ et s (chapitres 1 et 2) ;

ii) par une méthode analogue à celle de *Waldteufel (1970_a)* les températures exosphériques à *Millstone Hill* sont estimées connaissant la concentration d'oxygène atomique fournie par le modèle *Jacchia (1971)*.

Certaines différences d'évolution *diurne* ou *saisonnière* des températures peuvent donc traduire des écarts entre les concentrations $n(0)$ mesurées à *Saint-Santin* et celles du modèle *Jacchia (1971)*. Précisons toutefois qu'il n'en va pas de même des températures *nocturnes* qui sont obtenues par l'égalité thermique $T_i = T_n$. Les données disponibles ont été sélectionnées (*Salah et al., 1975_b*) de façon que chaque échantillon couvre une période supérieure à 24 heures, sans manque d'observations supérieur à 4 heures. 45 jours d'observation répondent à ces critères à *Millstone Hill* (de Mars 1969 à Mars 1971) et 65 à *Saint-Santin* (de Février 1969 à Décembre 1972). Chaque journée a été analysée en composantes continue, diurne et semi-diurne, dont les variations à long terme sont ensuite étudiées.

Les variations à long terme de la composante continue ont été représentées par la relation :

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\infty} = & (T_0 + T_3 \bar{F}) \left[1 + a \cos \left\{ \frac{2\pi}{365} (d - \phi_1) \right\} \right] \\ & + T_2 \cos \left\{ \frac{4\pi}{365} (d - \phi_2) \right\} + T_4 (F - \bar{F}) + T_5 \bar{K}_p \end{aligned} \quad (3-5)$$

dans laquelle une modulation annuelle de $\bar{F}$ a été introduite par rapport à la relation (3-2). Deux remarques essentielles doivent être formulées :

- i) la correction de l'omission de l'effet semi-annuel de $n(0)$ contenu dans *Jacchia (1971)* pour la réduction des données de *Millstone Hill (Salah et al., 1975 b)* a pour conséquence de faire décroître la variation annuelle de T_{∞} (94 K au lieu de 110 K) et d'accroître légèrement l'effet semi-annuel (10 K au lieu de 7 K) ;
- ii) $\bar{F}$ est défini comme la moyenne $\bar{F}_0$ du flux décimétrique sur 3 rotations solaires *centrées* sur le jour d'observation alors que *Alcaydé (1974)* l'a défini comme la moyenne $\bar{F}_{-3}$ sur les 3 rotations solaires *précédant* le jour d'observation.

Le tableau (3-7) est alors obtenu (*Salah et al., 1974* ;).

		ANNUEL			SEMI-ANNUEL		TOUT		σ_F	STARS TYPE
TEMPERATURE EXOSPHERIQUE		T_0 (K)	T_1 (K)	Φ_1 (jours)	T_2 (K)	Φ_2 (jours)	$T_{(F_0^{+1})}$	$T_{(F_0^{-1})}$	$T_{(F_0^{-2})}$	σ (K)
SAINT-SANTIN (1969-1972)		559	0,073	169	24	86	1,1	1,2	1	25
MILLSTONE HILL (1969-1970)		466	0,093	183	10	112	1,2	1,2	1,1	27
SAINT-SANTIN + MILLSTONE HILL	$\bar{F} = \bar{F}_0$	578	0,084	181	9	106	1,1	1,1	1,1	
	$\bar{F} = \bar{F}_{-3}$	598	0,079	182	14	111	1,1	1,2	1,1	

Tableau 3-7 : Comparaison des coefficients caractérisant les variations à long terme de la moyenne journalière de la température exosphérique (analysées suivant la relation (3-5)) à Saint-Santin et à Millstone Hill, puis sur l'ensemble des données : dans ce dernier cas, 2 représentations du flux solaire moyen ont été successivement utilisées.

Les commentaires suivants peuvent être tirés du tableau (3-7) :

- i) la réduction de l'écart-type σ de 29 K à 25 K pour *Saint-Santin*, est la conséquence du choix rigoureux des journées d'observation (65 au lieu de 84) ;

ii) les écarts entre *Saint-Santin* et *Millstone Hill* sont considérablement réduits, de 40 à 22 K pour l'amplitude annuelle, de 70 à 40 jours pour la phase semi-annuelle ;

iii) le désaccord d'amplitude semi-annuelle persiste, bien que cette amplitude ait été légèrement augmentée à *Millstone Hill* ;

iv) le choix de $\bar{F}_0$ plutôt que $\bar{F}_{-3}$ réduit à *Saint-Santin* le facteur multiplicatif de $\bar{F}$ de 3.5 à 3 ($K.F^{-1}$) ; lorsque l'ensemble des données (*Saint-Santin* plus *Millstone Hill*) est analysé, l'effet du choix de $\bar{F}$ n'est sensible que sur l'amplitude semi-annuelle.

Salah et al. (1975_b) ont montré que le choix de $\bar{F}$ est crucial lorsque les données sont analysées sur des périodes successives (1969-1970 et 1971-1972). Cela suggère que la relation entre T_{∞} et le flux décimétrique est plus complexe que celle définie dans (3-2) ou (3-5) ; en particulier la saturation tout d'abord suggérée par *Waldteufel* (1970_a) et confirmée par *Barlier et al.* (1976) n'a pas été considérée dans ces analyses. Il peut aussi s'agir d'une configuration particulière aux années 1969-1970 : le flux solaire moyen présente en effet sur cette période une modulation annuelle sensiblement en phase avec la modulation annuelle de la température exosphérique. Ceci a pour effet d'amplifier la variation annuelle de T_{∞} . Le choix de $\bar{F}_0$ ou $\bar{F}_{-3}$ a pour conséquence de modifier la phase de cet effet et ainsi de réduire (ou d'amplifier) la corrélation entre T_{∞} et $\bar{F}$.

En ce qui concerne les variations à court terme, l'étude commune des résultats obtenus aux deux stations confirme les points d'accord ou de désaccord signalés en début de chapitre. En particulier (*Salah et al.*, 1975_b) :

i) l'accord est satisfaisant sur l'amplitude diurne ; la variation saisonnière de ce terme, si elle existe, est masquée par une forte dépendance avec le flux solaire, initialement proposée par *Alcaydé* (1974) et précisée dans cette étude :

$$T_{24} = 18 + 0.64 F_{10.7} \quad (K) \quad (3-6)$$

où T_{24} est l'amplitude absolue de l'oscillation diurne ;

ii) la phase diurne présente une heure d'écart entre *Millstone Hill*

(14 heures) et *Saint-Santin* (15 heures), la légère tendance annuelle signalée par *Alcaydé* (1974) étant visible aux deux stations :

iii) l'amplitude semi-diurne T_{12} est en accord satisfaisant, entre les deux stations, sur une moyenne annuelle (27 K) qui est dans un rapport approximatif 4 avec l'amplitude diurne; une légère dépendance de l'amplitude avec le flux solaire est détectée dont la relation linéaire est également dans un rapport d'environ 4 avec la relation (3-6) :

$$T_{12} = 7 + 0.14 F_{10.7} \quad (K) \quad (3-7)$$

Cependant la tendance saisonnière est en opposition de phase, les amplitudes observées à *Saint-Santin* étant plus faibles en été qu'en hiver, plus fortes à *Millstone Hill* ;

iv) la phase semi-diurne est en accord général; l'étude de l'ensemble des données ne permet cependant pas de lever l'ambiguïté sur le sens de sa variation aux équinoxes; il est certes évident que si le caractère transitoire rapide de la variation de phase aux équinoxes devait être confirmé, cette ambiguïté ne serait plus que formelle. Il reste néanmoins un certain écart de phase en été entre *Millstone Hill* (4 heures) et *Saint-Santin* (6 heures), suffisamment important pour être significatif.

En résumé l'accord sur les deux représentations de la variation journalière est satisfaisant : on met en évidence cependant certains écarts systématiques, bien que de peu d'importance quant à l'évolution journalière générale. Une part de ces écarts doit être due au fait que les deux déterminations de T_{∞} diffèrent par la définition de l'oxygène atomique. Une autre part peut aussi être attribuée aux différences de situation géographique ou géomagnétique des sites d'observation et par conséquent à des variations de longitude ou de temps universel telles celles mises en évidence par *Reber et Hedin* (1974) et *Vercheval* (1975).

II-2- OXYGENE ATOMIQUE ENTRE 120 ET 450 KM.

La discussion des données d'oxygène atomique dans le deuxième chapitre nous a conduit à comparer l'évolution diurne de moyennes saisonnières à certains modèles; un accord relatif a été obtenu à 200 km avec le

modèle *GRGS 73*. Dans ce paragraphe nous allons utiliser le modèle empirique établi, représentatif des données d'oxygène atomique, pour décrire l'évolution diurne de $n(O)$ à différents niveaux de façon à la comparer aux modèles empiriques et à certaines observations. Pour cela nous faisons l'hypothèse que l'équilibre diffusif est atteint dans la gamme d'altitude considérée, et nous utilisons les températures déduites du modèle décrit ci-dessus. Trois niveaux ont été choisis pour leur caractère particulier : 400 km, où sont effectuées la plupart des mesures par satellites, 200 km qui est le niveau de référence de nos données, et 120 km, limite basse pour laquelle l'hypothèse de l'équilibre diffusif est certainement peu réaliste, mais qui est utilisée dans l'ensemble des modèles empiriques.

A 200 km la phase de l'oscillation diurne observée évolue entre 8 heures en hiver et 13 heures en été; compte-tenu de l'heure du maximum diurne de température exosphérique qui évolue, pour ces mêmes périodes, entre 14 et 18 heures, il est tentant de proposer un écart de phase entre la température et l'oxygène de l'ordre de 5 à 6 heures. Il faut cependant préciser que ce type de comparaison ne peut être effectué que sur des quantités comparables : si en effet on se reporte à la figure (3-12) on s'aperçoit que, en réalité, le maximum de concentration à 400 km se situe, quelle que soit la saison, à 14 heures; ceci est essentiellement dû à la combinaison des effets de la concentration visible à 200 km et de la température entre 200 et 400 km. A 400 km, si on exclut le cas d'hiver pour lequel notre confiance est faible (forte dispersion des données due à une courte durée d'observation), l'oscillation observée est principalement constituée d'une composante diurne dont le maximum se situe à 14 heures. Le déphasage entre la température exosphérique (atteinte à 400 km) et les concentrations à ce niveau est donc voisin de 1 heure si on s'attache à comparer les composantes diurnes; cet aspect du déphasage entre température et densité sera discuté plus en détail dans le quatrième chapitre de ce mémoire.

A - Comparaison aux modèles empiriques.

L'évolution diurne déduite par notre méthode présente quelques écarts sensibles, à 400 km, comparée aux modèles (figure 3-12); les variations de $n(O)_{400}$ sont en effet, d'une manière générale, plus rapides et plus importantes que celles données par les modèles; les écarts sont plus importants par rapport à *Jacchia (1971)* et *OGO 6*, que par rapport à *GRGS 73*. Ce comporte-

OXYGENE ATOMIQUE

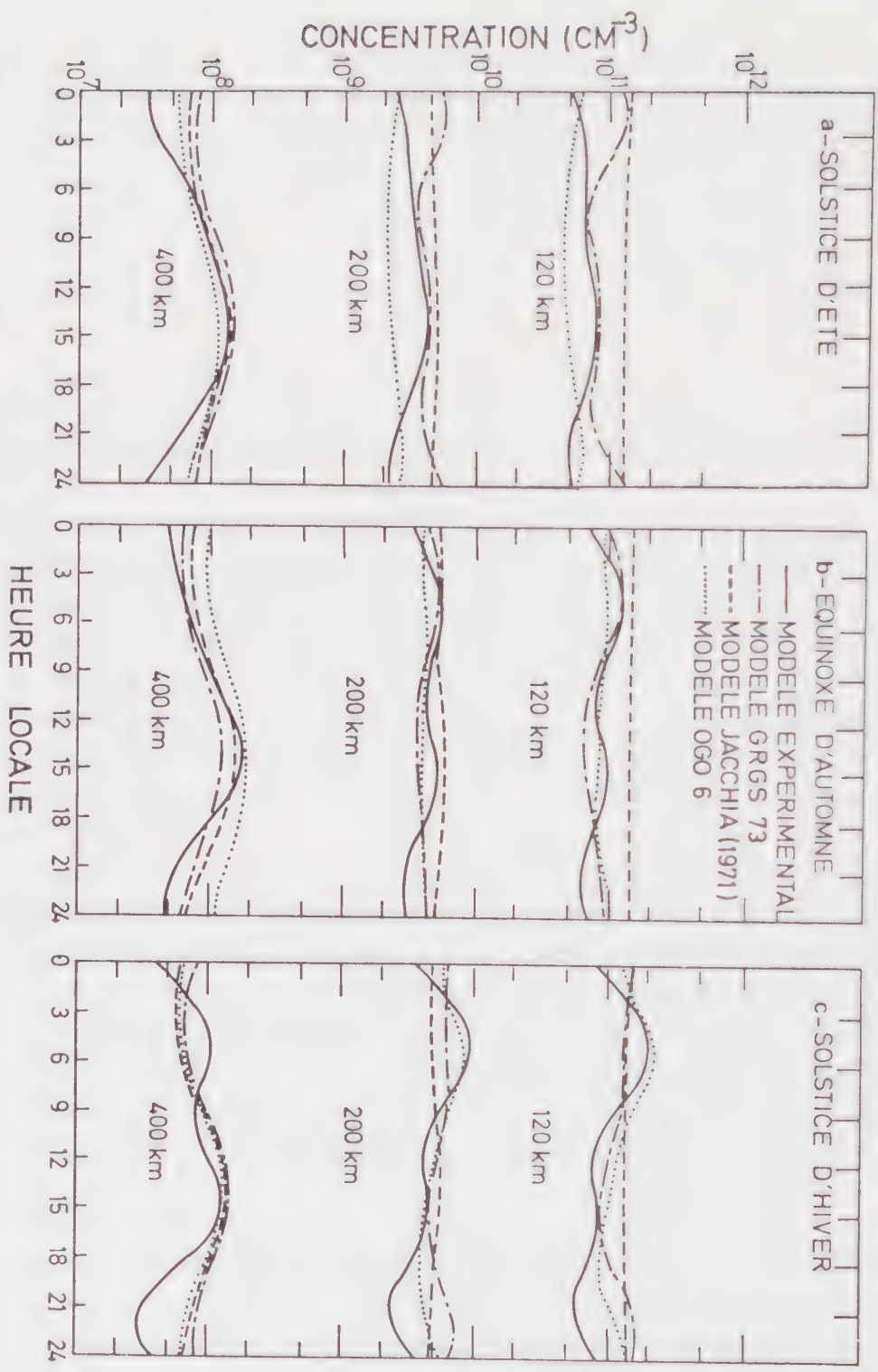


Figure 1 : Variations journalières des concentrations d'oxygène atomique à 120, 200 et 400 km, obtenues à l'aide du modèle expérimental comparées aux variations prédites par les modèles GRGS 73, JACCHIA (1971) et OGO 6. Les courbes sont ordonnées par altitude d'observation.

ment général qui se retrouve donc statistiquement sur l'ensemble des données expérimentales, confirme les conclusions de *Alcaydé et al.* (1971, 1972_a) sur l'étude des observations d'oxygène atomique par diffusion incohérente dans la période du 6 au 10 Février 1969; les études statistiques menées par ces auteurs sur des données de freinage de satellite, et poursuivies par *Jaech - Berger* (1973), suggèrent en effet une variation de l'oxygène atomique plus rapide après le maximum diurne que dans le modèle *Jacchia* (1971). Il est clair cependant, d'après la figure (3-12) que l'écart obtenu par rapport à *Jacchia* (1971) est plus important que celui indiqué par *Jaech-Berger* (1973) : à l'équinoxe d'automne par exemple, le facteur correctif à *Jacchia* (1971) pour représenter l'évolution de $n(0)$ entre 14 et 18 heures est de 1.3 tandis que la correction de *Jaech-Berger* (1973) est de 1.1. Il est cependant bon de souligner que pendant la période d'ensoleillement (approximativement 6 à 18 heures) notre modèle et le modèle *GRGS 73* ne présentent pas à 400 km d'écarts supérieurs à 30 % et ce pour toutes les saisons; cette remarque est également valable pour les modèles *Jacchia* (1971) et *OGO 6*. Ceci met en évidence le fait que les modèles sont compatibles aux altitudes auxquelles les mesures utilisées dans leur construction ont été réalisées.

Si on suppose établi l'équilibre diffusif entre 120 et 200 km, ce qui permet de donner une représentation de référence à la limite basse de la thermosphère, une évolution diurne de $n(0)$ à 120 km ($n(0)_{120}$) est obtenue, compatible avec les observations à 200 km et les profils de température extrapolés jusqu'à 120 km. Cette représentation de $n(0)_{120}$ est certes peu réaliste; elle a cependant un intérêt de comparaison aux modèles statiques de type *Jacchia* (1971) qui utilisent les mêmes hypothèses. On s'aperçoit (figure 3-12) que le niveau 120 km n'est en fait qu'une projection du niveau 200 km, car l'évolution de la température, basée sur la relation de *Bates* (1959) avec une température constante à 120 km, influe peu sur les concentrations entre ces deux altitudes. Il est donc clair que les concentrations d'oxygène atomique constantes à 120 km ne sont pas compatibles avec les observations si le profil de température de type *Bates* (1959) est utilisé; nous montrerons cependant dans le chapitre 4 que les profils de température réellement observés dans la basse thermosphère peuvent conduire à la compatibilité de concentrations peu variables à 120 km et des concentrations observées à 200 km.

B - Confrontation aux données expérimentales.

Des essais de détermination de $n(0)$ à partir de données ionosphériques obtenues par diffusion incohérente ont été tentés, à notre exemple, par *Swartz et Nisbet (1971)*, *Mahajan (1971)* et *Salah (1974)*; mais les résultats publiés sont trop fragmentaires pour permettre des comparaisons significatives. Seules des compilations statistiques de mesures de $n(0)$ en fusées sont susceptibles de donner des possibilités de comparaison avec nos résultats.

Offermann (1974) a cherché à retrouver une évolution diurne de $n(0)$ à 150 km ou 200 km. Pour s'affranchir de l'influence de la forte variation saisonnière de la composante continue de $n(0)$, il a été conduit à ne sélectionner que les données recueillies pendant la période de Septembre à Mars pour laquelle cette évolution est faible (figure 3-5). Il en résulte un échantillon de données très peu nombreuses (12 points pour l'évolution diurne), assez dispersées et obtenues par trois techniques différentes. La dispersion des résultats présentés doit probablement être attribuée d'une part aux techniques différentes utilisées, d'autre part au résidu d'évolution saisonnière entre les équinoxes et le solstice d'hiver; *Offermann (1974)* conclut qu'il n'apparaît pas de tendance à une évolution diurne sensible, mais cette conclusion est à notre sens affaiblie par les remarques précédentes.

Dans une étude semblable, *Danilov (1972)* obtient à 200 km une variation diurne maximum à midi, avec un rapport du maximum au minimum supérieur à 2. Ceci semble confirmer notre résultat; cependant *Danilov (1972)* n'a pas tenu compte de l'influence possible d'un effet saisonnier, ce qui rend en fait peu crédibles les résultats de son étude.

Dans une récente analyse, *Newton et al. (1975)* ont présenté les variations journalières de la composition dans la thermosphère. Bien qu'obtenus en zone équatoriale ces résultats sont intéressants car ils fournissent la première estimation de la variation diurne de $n(0)$ par spectrométrie de masse à basse altitude (220 - 280 km); par ailleurs la faible inclinaison du satellite *San-Marco 3* et sa faible excentricité font qu'une variation diurne est obtenue en 48 jours. Ainsi cette analyse évite les effets de couplage avec des variations saisonnière ou latitudinale. Ces observations

peuvent être comparées à notre modèle expérimental ajusté aux conditions de flux décimétrique et d'activité magnétique moyennes de la période d'observation. Auparavant deux restrictions doivent être formulées :

i) l'analyse de *Newton et al.* (1975) est assez préliminaire en ce sens que les mesures sont moyennées sur la période d'observation (Avril-Novembre 1971) : ces auteurs signalent la présence d'oscillations de longue période (semi-annuelle), mais n'en ont pas tenu compte dans leur étude de la variation journalière ;

ii) il est délicat de comparer des mesures en zone équatoriale à notre modèle établi pour 45° de latitude nord; en effet si les transports sont susceptibles d'influencer le comportement journalier de l'oxygène atomique (voir le chapitre 1), il est peu probable que les effets soient identiques à l'équateur et à moyenne latitude.

Néanmoins, cette comparaison jette une certaine lumière sur la variabilité de l'oxygène atomique. Les deux niveaux extrêmes (220 et 280 km) étudiés par *Newton et al.* (1975) sont portés sur la figure (3-13). A chaque niveau notre modèle a été porté pour les périodes de solstice d'été et d'équinoxe d'automne. Certaines caractéristiques de l'évolution diurne observée à *Saint-Santin* sont également présentes dans les données de *San - Marco 3*; un accord est obtenu quant à l'amplitude de la variation, à la présence d'une composante semi-diurne sensible à 220 km et plus faible à 280 km, et à la chute rapide des concentrations après le maximum diurne. Les différences observées, concernant essentiellement la phase de l'oscillation semi-diurne, ne sont pas significatives compte-tenu des deux remarques restrictives formulées ci-dessus.

Il est clair qu'un rôle essentiel doit être joué par les échanges de matière et d'énergie, dûs aux transports au-dessous de 200 km, sur le comportement diurne de l'oxygène atomique; il est donc judicieux de chercher à préciser les profils de température neutre dans la région F1, et leur évolution diurne.

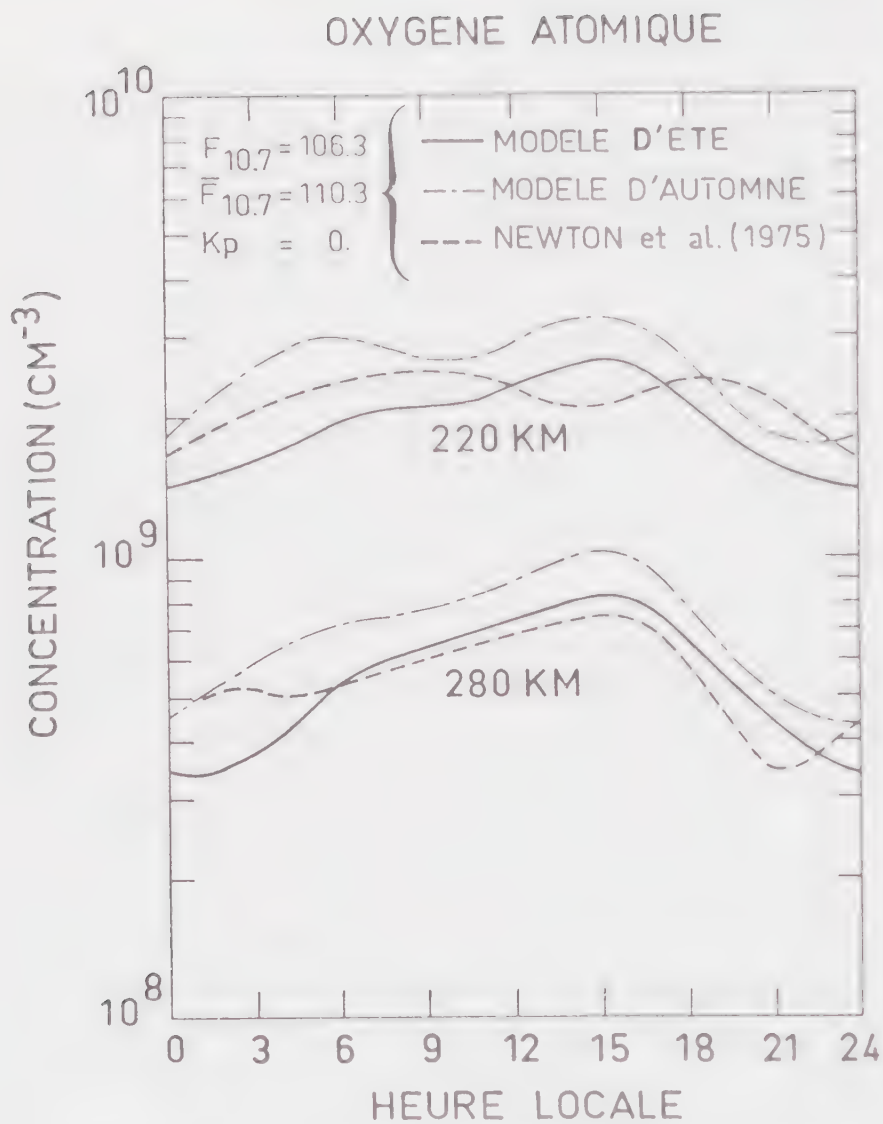


Figure 4-15 : Variations journalières des concentrations d'oxygène atomique à 220 et 280 km obtenues, pour les périodes de solstice d'été et d'équinox d'automne, du modèle expérimental, comparées au modèle de variation journalière de l'oxygène atomique observé en zone équatoriale (Newton et al., 1975), pour des conditions de flux solaire et d'activité magnétique moyennes.

II-3- TEMPERATURE DANS LA REGION F₁.

L'étude et l'analyse des températures ioniques dans la région F₁ (égales aux températures neutres) obtenues par diffusion incohérente, ont été discutées en détail par *Fontanari (1973)* et *Fontanari et Alcaydé (1974)*. Nous ne donnerons ici, pour mémoire, que les résultats essentiels.

La figure (3-14) présente les profils en altitude des composantes diurne et semi-diurne respectivement pour le solstice d'été et l'équinoxe d'automne; les résultats obtenus pour la période d'équinoxe de printemps sont semblables à ceux de l'équinoxe d'automne; quant au solstice d'hiver les résultats sont trop fragmentaires pour être interprétés. Les caractéristiques principales sont les suivantes :

i) pour la composante diurne, l'amplitude croît avec l'altitude pour atteindre 80 K à 200 km; la phase décroît régulièrement de 12 heures en été, et de 24 heures en automne, entre 100 et 200 km ;

ii) pour la composante semi-diurne, l'amplitude passe par un maximum de 50 à 60 K à 150-165 km et décroît au-dessus pour atteindre une valeur constante de 25 à 30 K au-dessus de 200 km; l'évolution en altitude de la phase est différente selon la période considérée : en été la propagation observée est régulière, avec une longueur d'onde verticale apparente de 40 à 60 km, jusqu'à 165 km, puis la phase devient stationnaire au-dessus conduisant à une heure de maximum située à 20 heures (8 heures). A l'équinoxe la propagation de phase avec une longueur d'onde de 40 à 60 km n'est observée que jusqu'à 135 km, laissant place au-dessus à une propagation plus rapide, de 80 à 120 km de longueur d'onde verticale apparente, jusqu'à 180 km ; au-dessus la phase est stationnaire ce qui amène l'heure du maximum à 13 heures (1 heure).

Ces résultats sont en accord général avec les observations dans la région E (*Bernard et Spizzichino, 1971; Bernard, 1974_{a,b}; Salah et Wand, 1974; Salah et al., 1975_a*).

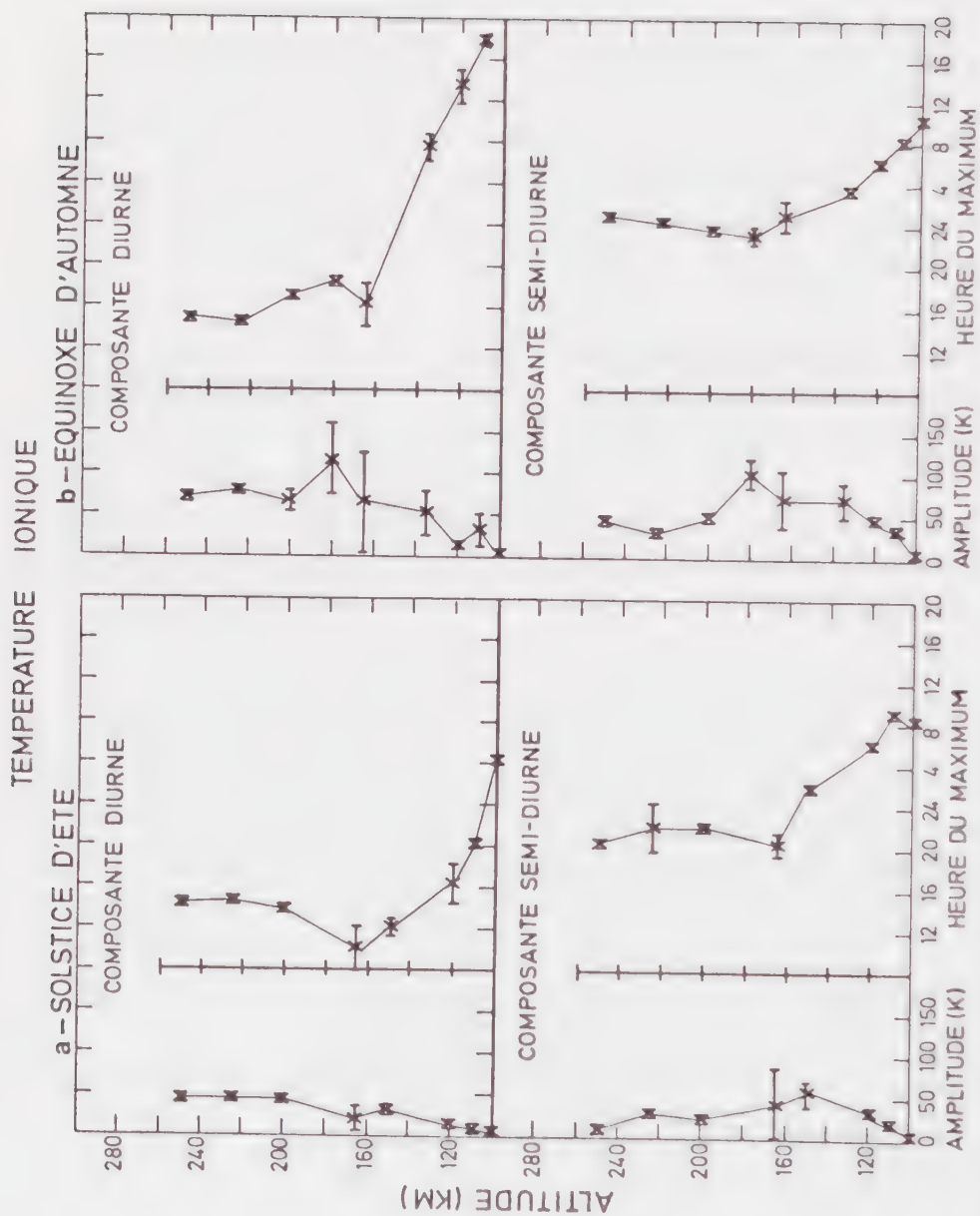


Figure 3-14 : Profils verticaux de l'amplitude et de la phase des composantes diurne et semi-diurne de la température ionique observée dans la basse thermosphère : a) solstice d'été - b) équinoxe d'automne - d'après Fontana (1973).

De même les résultats obtenus au-dessus de 200 km sont en bon accord avec ceux relatifs à T_{∞} , et apportent une certaine lumière sur la variation de phase de l'oscillation semi-diurne entre les solstices d'été et d'hiver : en effet cette variation de phase peut s'interpréter, au vu de ces résultats, par des différences de propagation de l'onde semi-diurne entre les deux solstices (Fontanari, 1973 ; Alcaydé, 1974), la situation d'équinoxe étant intermédiaire.

Comparativement à l'influence d'un profil de température de type Bates (1959), ou de type Jacchia (1971), il est clair que des effets diurne et semi-diurne importants sur les concentrations sont créés par les profils de température observés (figure 2-4). Cet aspect sera abordé dans le chapitre 4, avec la discussion de la variabilité diurne de $n(O)_{200}$.

CHAPITRE 4

DISCUSSION DES OBSERVATIONS ET
INTERPRETATIONS THEORIQUES :
BILAN ENERGETIQUE GLOBAL DANS
LA THERMOSPHERE

CHAPITRE 4

	Pages
I - STRUCTURE ET COMPOSITION DE LA THERMOSPHERE	149
I-1- VARIATIONS A LONG TERME	149
A - Structure de la thermosphère à Saint-Santin au-dessus de 200 km	149
B - Anomalie ionosphérique d'hiver	154
C - Densité totale - Variation semi-annuelle	159
D - Discussion des variations de composition	161
I-2- VARIATION JOURNALIERE	162
A - Evolution diurne dans la basse thermosphère	162
B - Différence de phase des variations diurnes de l'oxygène atomique et de la température	163
II - LA TEMPERATURE NEUTRE DANS LA THERMOSPHERE : COMPARAISON DE LA THEOPIE ET DE L'EXPERIENCE	169
II-1- ELEMENTS DE LA THEORIE	169
A - Choix de l'équation de l'énergie	170
B - Méthode de résolution	173
C - Définition de la source solaire	175
II-2- RESOLUTION DES EQUATIONS	176
A - Conservation de la quantité de mouvement	176
B - Conservation de la masse	179
C - Conservation de l'énergie	180
D - Normalisation de la source solaire	182
E - Rôle des transports dans le bilan énergétique total	187
F - Discussion	190
II-3- ANALYSE DES RESULTATS	191
A - Influence respective des termes de transport comparés à la source solaire	197
B - Influence du flux solaire	201
C - Variations saisonnières de la température	202
D - Variation journalière de la température exosphérique	208
E - Les mouvements à basse altitude	209
F - Influence des transports sur les profils verticaux de température	217
G - Discussion et conclusion	219

Des modèles de variations journalière et saisonnière de la température neutre et de l'oxygène atomique ont été établis au chapitre précédent. Sous certains aspects ces modèles sont en accord satisfaisant avec les données obtenues par d'autres techniques, ainsi qu'avec les modèles empiriques qui s'en inspirent; des écarts importants sont cependant observés et restent encore à expliquer .

La première partie de ce chapitre, principalement consacrée à la discussion de la composition dans la thermosphère et à la mise en évidence du rôle essentiel joué par la température neutre, développe les idées suivantes :

i) les désaccords observés entre les modèles et les données expérimentales sont dûs au fait que les mesures obtenues à des altitudes différentes sont extrapolées à l'aide de profils verticaux de température neutre incorrects : lorsque les profils de température neutre observés par diffusion incohérente sont utilisés, il est possible de rendre compatibles les divers modèles. On obtient ainsi une oscillation saisonnière de l'oxygène atomique ramené à 120 km caractérisée par un minimum en été et un maximum pendant la période allant de l'équinoxe d'automne à celui de printemps : le rapport des concentrations Eté/Hiver est de 1/1.5 à 120 km. Toutefois pour expliquer l'anomalie ionosphérique d'hiver on doit aussi postuler que l'oxygène moléculaire présente un maximum en été avec un rapport 3/1 entre l'été et l'hiver à 120 km. Ces variations de composition dans la basse thermosphère et les profils de température observés conduisent à une variation semi-annuelle de la densité totale conforme aux diverses observations de ce phénomène ;

ii) la variation journalière de la température neutre a été analysée en composantes diurne et semi-diurne dont l'évolution en fonction de l'altitude a été précisée dans la région F1 de l'ionosphère. L'utilisation de ces résultats permet de montrer que la variation diurne des concentrations d'oxygène atomique observées est compatible avec des concentrations peu variables à 120 km.

On termine sur une discussion du "déphasage" entre la température neutre et les concentrations d'oxygène atomique et par l'indication qu'un rôle prépondérant doit être joué par les transports de matière dans ce phénomène.

La seconde partie du chapitre est consacrée à l'étude du bilan énergétique global dans la thermosphère, et aux interprétations des observations qui s'y rapportent. Ce travail repose en partie sur un effort commun conduit avec P. Amayenc. Le caractère complémentaire de l'étude de Amayenc (1975) sur les mouvements de l'atmosphère neutre avec le présent travail est plusieurs fois souligné; toutefois les points de vue de chacun sont différents : Amayenc (1975) étudie les vents neutres dans la thermosphère et veut montrer leur importance dans le bilan énergétique et par conséquent sur la structure thermique; inversement, ce mémoire s'est donné pour objectif premier l'étude de la structure de la thermosphère, et on y montre la nécessité de prendre en compte les phénomènes de transport pour expliquer la structure thermique observée.

Après la présentation des équations traitées et des hypothèses de calcul, les résultats numériques sont analysés selon diverses approches :

i) après avoir mis en évidence l'importance des processus dynamiques, l'influence des variations de flux solaire sur la température exosphérique et sur l'amplitude de l'oscillation diurne est comparée aux observations; on montre ensuite que les variations à long terme (saisonnnières) de la température sont bien expliquées par le seul jeu du chauffage solaire et des transports : le rôle de ces derniers est d'atténuer les variations de température en prélevant une part importante de l'excès d'énergie déposée dans l'hémisphère été au bénéfice de l'hémisphère hiver;

ii) la même fonction de régulation apparaît dans les variations à court terme (journalières); mais, tandis que le rôle essentiel semble être joué par les échanges d'énergie méridionaux dans les variations à long terme, c'est l'ensemble des mouvements qui intervient dans la régulation de la variation journalière. Par comparaison au modèle expérimental, la variation journalière obtenue présente

un certain nombre d'analogies; il reste néanmoins une excursion journalière de la température théorique plus grande que celle observée : accords et désaccords sont discutés;

iii) le rôle essentiel joué par les transports de matière sur la structure verticale des profils de température est ensuite mis en évidence : les transports réduisent les gradients verticaux de température et les rendent comparables à ceux observés.

Tout au long de la discussion des résultats de l'analyse théorique on montre que les vents neutres tendent systématiquement à redistribuer l'énergie déposée localement, et qu'il est hasardeux de vouloir négliger l'une quelconque des composantes de ces mouvements.

I - STRUCTURE ET COMPOSITION DE LA THERMOSPHERE

De même que dans le chapitre précédent, lors de la construction des modèles expérimentaux, nous allons discuter successivement ici les variations à long terme puis les variations journalières.

I-1- VARIATIONS A LONG TERME.

A - Structure de la thermosphère à Saint-Santin au-dessus de 200 km.

Les diverses comparaisons entre la composante continue de $n(O)_{200}$ déduite de nos observations et l'évolution de ce constituant fournie par les modèles *OGO 6* ou *Jacchia (1971)*, montrent qu'à 200 km la variation saisonnière des concentrations d'oxygène atomique est surestimée par le modèle *OGO 6* et sous-estimée par le modèle *Jacchia (1971)*; au contraire les valeurs observées à 200 km, ou utilisant les profils de température mesurés pour extrapoler des densités neutres jusqu'à 200 km (modèle *GRGS 73*), sont plus proches de nos données. Pour expliquer ce désaccord apparent entre les diverses observations, il faut rappeler que les modèles *Jacchia (1971)* et *OGO 6* sont basés sur des mesures effectuées au-dessus de 300 km et qu'ils utilisent, pour réduire les données, des profils de température analogues comportant certaines limitations : dans ces deux modèles le "paramètre de pente" s (ou encore le gradient de température à basse altitude) et la température à 120 km sont fixés a priori; or il est concevable que l'influence de ces deux termes soit faible à des altitudes supérieures à 300 km, car la température est proche de la température exosphérique à ces niveaux; mais il est clair qu'elle devienne importante plus bas. Il est donc préférable de comparer notre modèle expérimental, représentatif dans toute la gamme 200-500 km, aux deux modèles précités à une altitude plus caractéristique des mesures ayant servi de base à leur construction, c'est-à-dire vers 400 km (figure 4-1). Si on considère les données expérimentales, le minimum prononcé de $n(O)$ à 200 km en été est compensé, à 400 km, par des températures neutres plus élevées; en hiver au contraire le minimum secondaire de $n(O)$ est accentué à 400 km par le minimum de température. On obtient ainsi à 400 km une évolution dominée par une composante semi-annuelle.

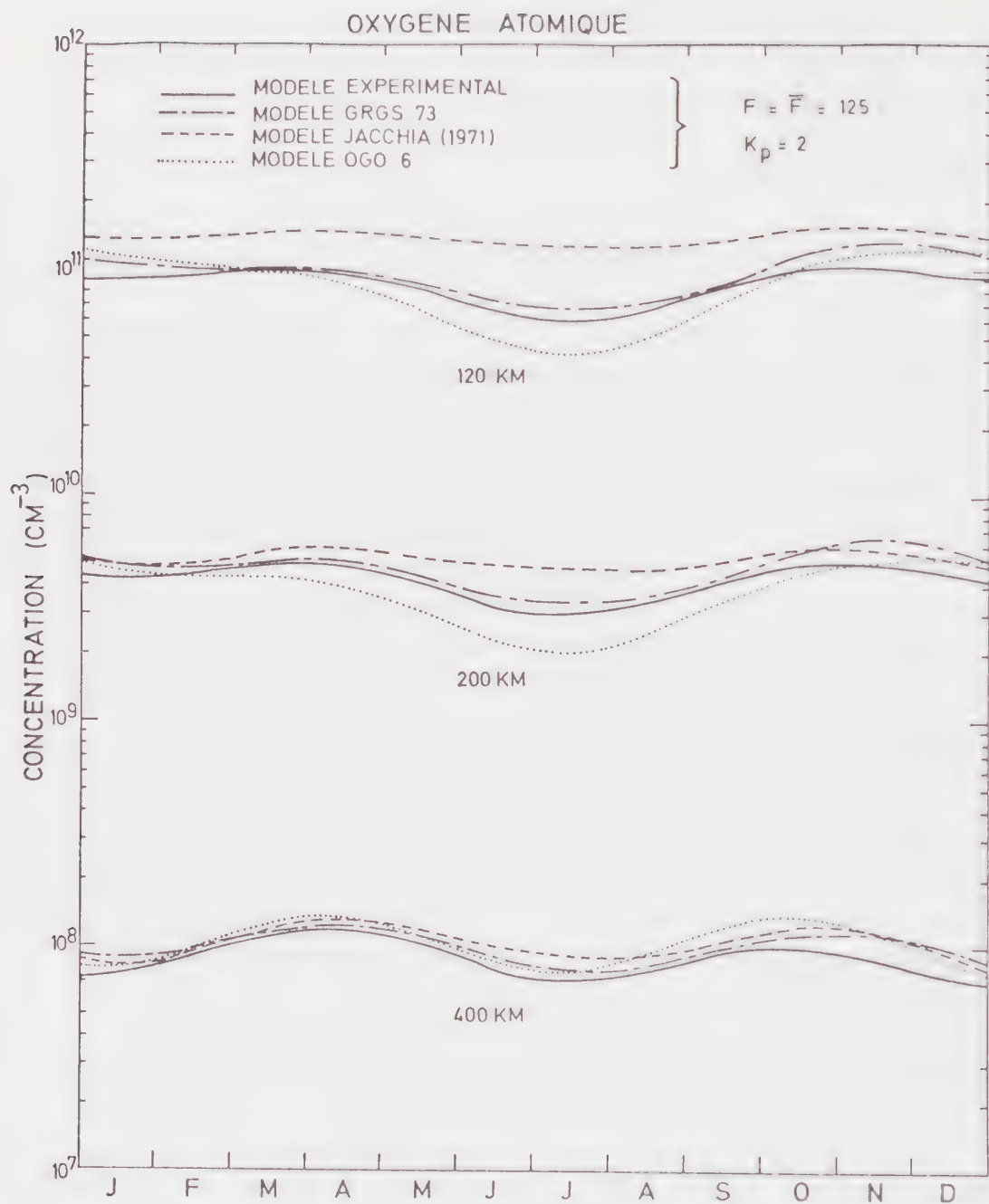


Figure 4-1 : Variation saisonnière des concentrations d'oxygène atomique : 120, 200 et 400 km décrite par le modèle expérimental, comparée aux variations prédites par les modèles GRGS 73, Jacchia (1971) et OGO 6 pour les mêmes conditions de flux solaire et d'activité géomagnétique.

L'accord entre ce comportement et ceux des divers modèles est, à 400 km, remarquable : les écarts ne dépassent pas 20 %, ce qui est l'ordre de grandeur des incertitudes sur les mesures. Les profils de température observés permettent donc d'expliquer les écarts notés ci-dessus à 200 km : ils sont tels que les concentrations présentent une décroissance avec l'altitude moins rapide que celle de *Jacchia (1971)* : à 120 km (figure 4-1) les concentrations du modèle expérimental ont une moyenne annuelle de $8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ tandis que *Jacchia (1971)* propose une concentration de $1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dans le modèle *OGO 6* les concentrations moyennes sont en accord relatif avec celles de notre modèle, mais la variation annuelle, surévaluée par ce modèle à 200 et 120 km conduit à des concentrations trop faibles en été à basse altitude.

C'est également dans les profils thermiques utilisés par le modèle *OGO 6* qu'il faut chercher l'origine des désaccords entre les variations observées de la température exosphérique et la température T_{N2} qui ajuste les concentrations d'azote moléculaire observées à bord d'*OGO 6*. En effet, l'accord "satisfaisant" signalé par *Hedin et al. (1974)* avec les mesures de diffusion incohérente ne concerne que l'évolution globale de la température exosphérique et n'est au mieux qu'approximatif si l'on considère que les écarts entre le modèle de T_{N2} et le modèle expérimental de T_{∞} (figure 4-2 a) dépassent 100 K pendant les périodes d'équinoxe et d'été.

La détermination de la température T_{N2} fait intervenir les trois hypothèses suivantes : $n(N_2)$ est constant à 120 km ($3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), de même que la température à ce niveau ($T_{120} = 355 \text{ K}$), et le profil de température est de type *Bates (1959)* avec un paramètre de pente constant ($s = 0.0215 \text{ km}^{-1}$).

La première hypothèse est satisfaisante : on a montré en effet au chapitre 3 que $n(N_2)$ est constant à 120 km. En revanche les deux hypothèses sur la température neutre ne sont pas justifiées : la température à 120 km est sous-estimée par le modèle *OGO 6* ce qui conduit à une surévaluation de la température exosphérique moyenne; les observations de la température dans la région F1 ont montré une variation saisonnière du profil de température qui n'est pas prise en compte dans le modèle *OGO 6*.

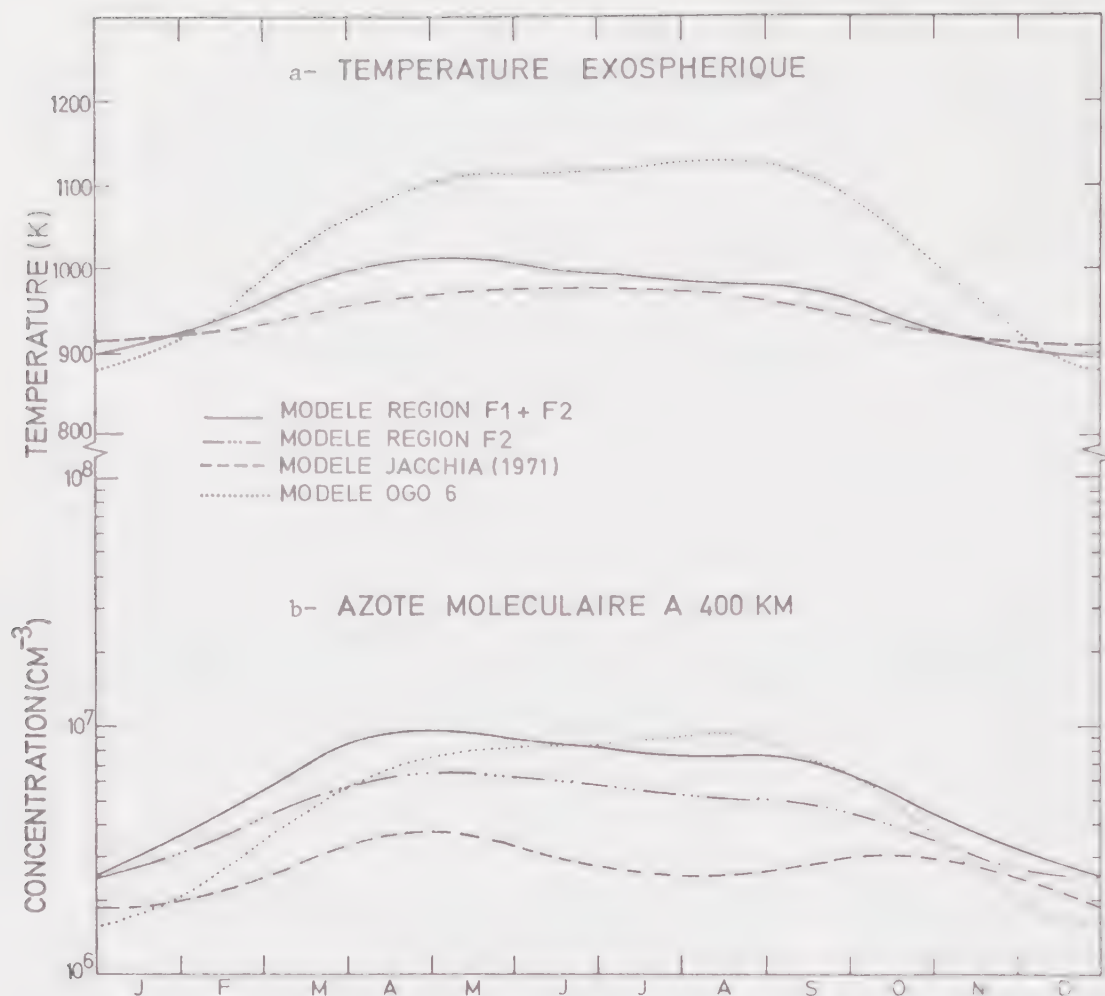


Figure 4-2 : Comparaison des variations saisonnières déduites des observations à celles prédites par les modèles OGO 6 et Jacchia (1971) - a) Température exosphérique - b) Azote moléculaire à 400 km défini d'une part avec les hypothèses d'une concentration constante à 120 km et de la validité entre 120 et 400 km du profil de [redacted] (1959) déterminé en région F2 (modèle région F2), d'autre part en utilisant les mesures de $n(N_2)$ à 100 km, les profils expérimentaux de température entre 100 et 200 km (Alcajés et al., 1974 a) et le profil de Bates (1959) entre 200 et 400 km (modèle région F1 + F2).

Lorsqu'on détermine $n(N_2)$ à 400 km à partir d'une concentration constante à 120 km ($n(N_2)_{120} = 3.75 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), et en utilisant un profil de température de type *Bates* (1959) dans lequel T_∞ et s sont déterminés par diffusion incohérente en région F2, la variation saisonnière est sous-estimée d'un facteur 4 par rapport à celle du modèle *OGO 6* (figure 4-2 b); mais si, dans un calcul identique, on utilise entre 120 et 200 km les profils de température observés (*Alcaydé et al.*, 1974 α), la variation saisonnière est sensiblement augmentée, le désaccord étant ramené à un facteur 2.5. On peut remarquer que les écarts les plus importants se situent en hiver, période pendant laquelle les mesures de température en région F1 sont les moins précises (*Fontanari*, 1973).

De même, le modèle *Jacchia* (1971) qui prédit une variation correcte de l'azote à 100 km (*Alcaydé et al.*, 1975), sous-estime la variation saisonnière de $n(N_2)$ à 400 km d'un facteur 5, ce qui s'explique en grande partie par une description peu réaliste des variations de température dans la basse thermosphère.

L'utilisation des profils de température observés dans la construction des modèles *OGO 6* et *Jacchia* (1971) doit permettre de réduire d'une part l'écart entre les températures T_{N2} et T_∞ observée, d'autre part le désaccord sur les concentrations d'azote à 400 km fournies par les deux modèles.

L'ensemble des mesures obtenues par diffusion incohérente qui conduisent à la détermination simultanée de T_∞ , $n(0)$ et s dans la région F2, des températures neutres dans la région F1 entre 100 et 200 km et de $n(N_2)$ à 100 km permet donc de justifier d'une manière très satisfaisante les désaccords apparents constatés précédemment.

On a montré de même que les résultats obtenus aux deux stations de diffusion incohérente voisines en latitude (*Saint-Santin* 45°N, et *Millstone Hill* 42°N), sont en bon accord compte-tenu des incertitudes de mesure. Les désaccords résiduels ne concernent que des effets secondaires tels que les variations saisonnières de l'amplitude semi-diurne de la température exosphérique. Il faut du reste préciser que ces deux stations diffèrent par leurs coordonnées géomagnétiques ($L_{SS} = 1.9$, $L_{MH} = 3.2$) et par leur longitude ($\phi_{SS} = 2^\circ\text{E}$, $\phi_{MH} = 71^\circ\text{W}$). Les écarts constatés pourraient donc correspondre à des effets de longitude ou de temps universel tels que ceux mis en évidence par *Reber et Hedin* (1974) et par *Vercheval* (1976).

B - Anomalie ionosphérique d'hiver.

Dans la région F1, et en particulier à 200 km, les ions majoritaires sont l'oxygène atomique ionisé O^+ et les ions moléculaires d'oxygène O_2^+ et d'oxyde d'azote NO^+ ; la composition ionique peut alors être représentée simplement par le rapport des concentrations d'ions moléculaires à la concentration électronique totale n_e

$$p = \frac{n(O_2^+) + n(NO^+)}{n_e} \quad (a)$$

ou par son complément à 1

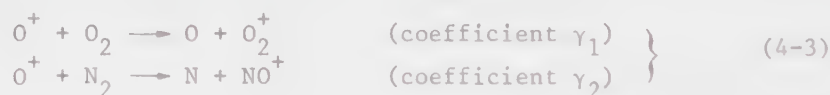
$$p' = 1 - p = \frac{n(O^+)}{n_e} \quad (b)$$

} (4-1)

Ce paramètre p' est susceptible d'être déterminé par l'étude du spectre de diffusion incohérente, l'incertitude sur sa détermination étant de l'ordre de 0.1 soit environ 10 % en valeur relative pour $p' \approx 1$ à 200 km. L'équation de continuité de l'ion O^+ s'écrit lorsqu'on néglige les variations temporelles et les termes de transport :

$$\sigma \phi_z n(O) - \left[\gamma_1 n(O_2) + \gamma_2 n(N_2) \right] n(O^+) = 0 \quad (4-2)$$

Le premier terme est la production de O^+ par le flux ultraviolet ϕ_z au niveau considéré z , σ étant la section efficace d'ionisation; le second terme correspond aux pertes dues à la réaction de O^+ avec O_2 et N_2 :



Le flux solaire ϕ_z au niveau 200 km est évalué par rapport au flux au sommet de l'atmosphère ϕ_∞

$$\phi_z = \beta \phi_\infty \quad (4-4)$$

où β est le facteur d'absorption du rayonnement ultraviolet par l'atmosphère résiduelle. Des équations (4-1), (4-2) et (4-4) est déduit le rapport r :

$$r = \frac{(1-p)^n_e}{\sigma \beta \phi_\infty} = \frac{n(0)}{\gamma_1 n(O_2) + \gamma_2 n(N_2)} = \frac{n(0)}{\gamma n(M_2)} \quad (4-5)$$

r représente le rapport de la concentration d'oxygène atomique à une somme pondérée $\gamma n(M_2)$ des concentrations d'éléments moléculaires.

Les sections efficaces σ ont été empruntées à *Lejeune (1973)* ; pour évaluer β on a utilisé la procédure de *Dalgarno et al. (1967)* dans laquelle il a été tenu compte des variations saisonnières de $n(0)$ décrites précédemment (*Alcaydé et al., 1974* _a).

Le rapport r évalué pour les années (1969-1970) est porté sur la figure (4-3) ; il présente une variation saisonnière importante qui peut être représentée par la relation :

$$\text{Log } (r) = 3.785 + 0.35 \cos \left[\frac{2\pi}{365} (d+1) \right] \quad (4-6)$$

dans laquelle d est le jour de l'année.

Cette variation est en accord qualitatif avec des études antérieures (*Cox et Evans, 1970*; *Waldteufel, 1970* _{a,b}) : elle met en évidence l'anomalie ionosphérique d'hiver, c'est-à-dire un accroissement des densités électroniques en hiver par rapport à l'été, particulièrement en période de forte activité solaire.

La variation des concentrations d'oxygène atomique est en phase avec celle de r, mais d'amplitude plus faible : ceci implique une variation annuelle de $\gamma n(M_2)$ d'un facteur 3.3 dont le maximum se situe en été (tableau 4-1).

	r	n(0)	$\gamma n(M_2)$	$n(N_2)$	$n(O_2)$
RAPPORT DU MAXIMUM AU MINIMUM A 200 Km	5	1.5	3.3	1.4	4.5
PERIODE DU MAXIMUM	HIVER	HIVER-EQUINOXES	ETE	ETE	ETE

Tableau 4-1 : Rapport à 200 km des valeurs maximum sur minimum et position annuelle du maximum pour les variations saisonnières observées de r (relation 4-5), des concentrations d'oxygène atomique $n(0)$, de la somme pondérée des concentrations d'éléments moléculaires $\gamma n(M_2)$, des concentrations d'azote $n(N_2)$ et d'oxygène $n(O_2)$ moléculaires.

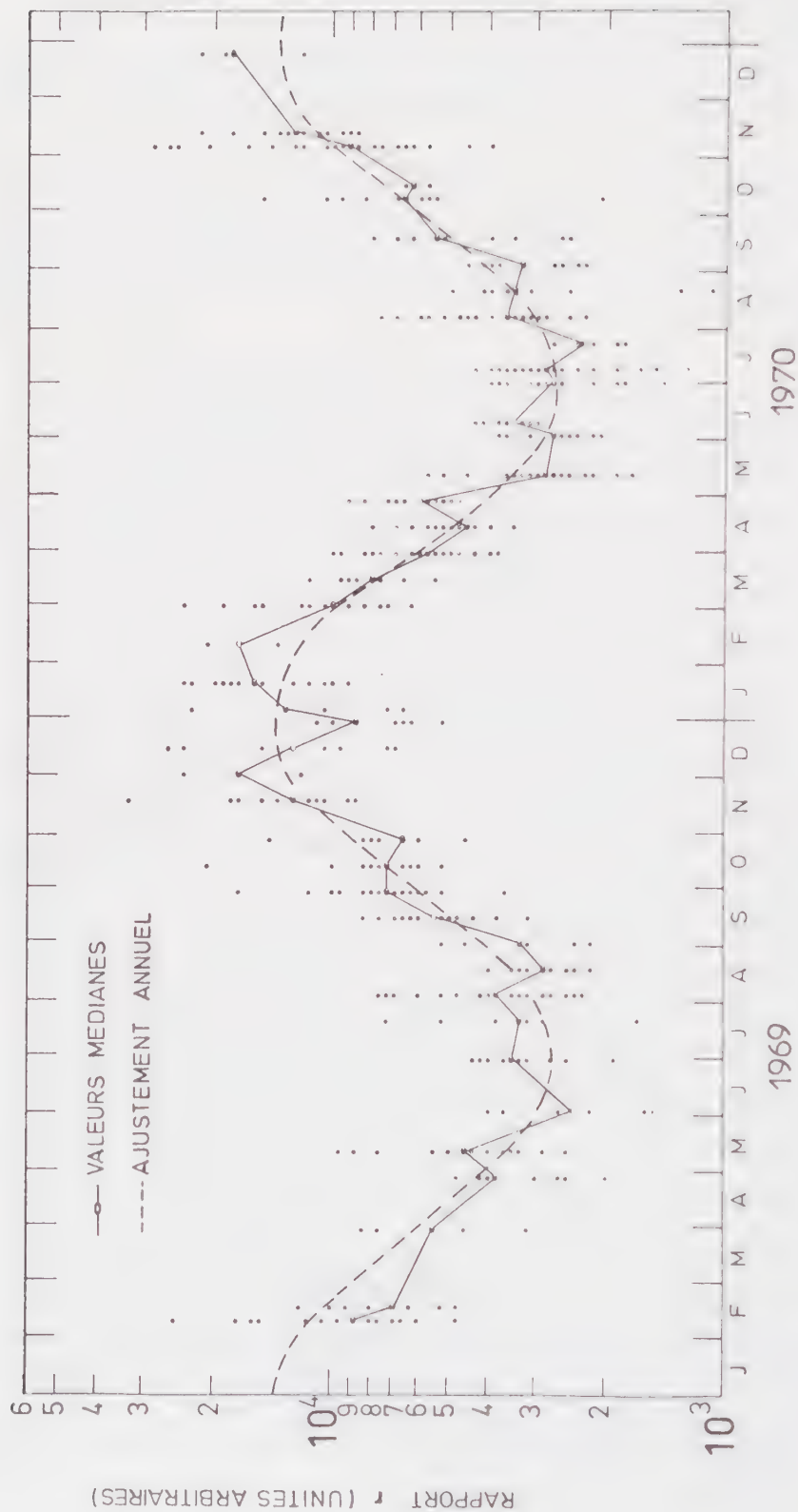


Figure 4-3 : Variation en 1969 et 1970 du rapport $r = n(0)/\gamma n(M_0)$. Le trait plein relie la médiane des points expérimentaux, le trait tireté indique l'ajustement au sens des moindres carrés d'une variation annuelle - d'après Alcaide et al. (1974_d).

Dans la figure (4-4) ont été portées les concentrations d'azote moléculaire N_2 à 200 km, déduites des observations à 100 km et des profils thermiques dans la région F1 déterminés par *Fontanari (1973)*. Un rapport Eté/Hiver de 1.4 est obtenu, ce qui est insuffisant pour expliquer la variation de $\gamma n(M_2)$.

Partant d'une étude des ions moléculaires dans la région F2 (*Rishbeth et al., 1972*) qui a montré que les échanges de charge entre O^+ et N_2 ou O_2 sont également répartis entre ces deux constituants en période d'équinoxe de printemps lorsque le modèle *Jacchia (1971)* est utilisé, *Alcaydé et al. (1974 a)* ont évalué l'évolution saisonnière de $n(O_2)$ nécessaire à l'explication de la variation de $\gamma n(M_2)$: un rapport Eté/Hiver de 6 est obtenu.

En utilisant les coefficients de réaction déterminés par *Ferguson (1974)*;

$$\gamma_1 = 0.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \text{ et } \gamma_2 = 0.8 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

pour une température à 200 km de 850 K et en supposant cette fois que le modèle *Jacchia (1971)* (avec $T_\infty = 1000$ K) est représentatif de la moyenne globale de $n(O_2)$, un rapport Eté/Hiver de 4.5 est obtenu pour $n(O_2)$ (tableau 4-1) ; l'accord approximatif avec le résultat précédent provient du fait que les concentrations fournies par le modèle *Jacchia (1971)* sont telles que, à l'équinoxe, $\gamma_1 n(O_2)$ et $\gamma_2 n(N_2)$ sont voisins ce qui vérifie l'hypothèse utilisée par *Alcaydé et al. (1974 a)*. Divers résultats expérimentaux (*Noxon et Johanson, 1972; Roble et Norton, 1972; Scialom, 1973*) ont donné une variation de $n(O_2)$ d'un facteur 3 à 5 entre l'été et l'hiver en accord avec nos déductions.

On montre ainsi que l'anomalie ionosphérique d'hiver, observée en période de forte activité solaire, peut être expliquée par des variations équivalentes à 120 km entre l'hiver et l'été de 1.5/1 pour $n(O)$ et de 1/4 pour $n(O_2)$. Ces variations équivalentes, qui sont rapportées à un niveau de pression constante (à 120 km $n(N_2)$ est constant) en accord avec la théorie de *Rishbeth et Setty (1961)*, sont des variations réelles si les conditions d'équilibre diffusif sont établies sur la gamme d'altitude considérée (120-200 km). Il est à noter que *Stubbe (1975)* a montré que si la dynamique de l'atmosphère neutre est susceptible de modifier les caractéristiques de l'anomalie ionosphérique d'hiver, elle ne peut en expliquer le caractère global qui est induit par des variations de composition.

AZOTE MOLECULAIRE A 200 KM

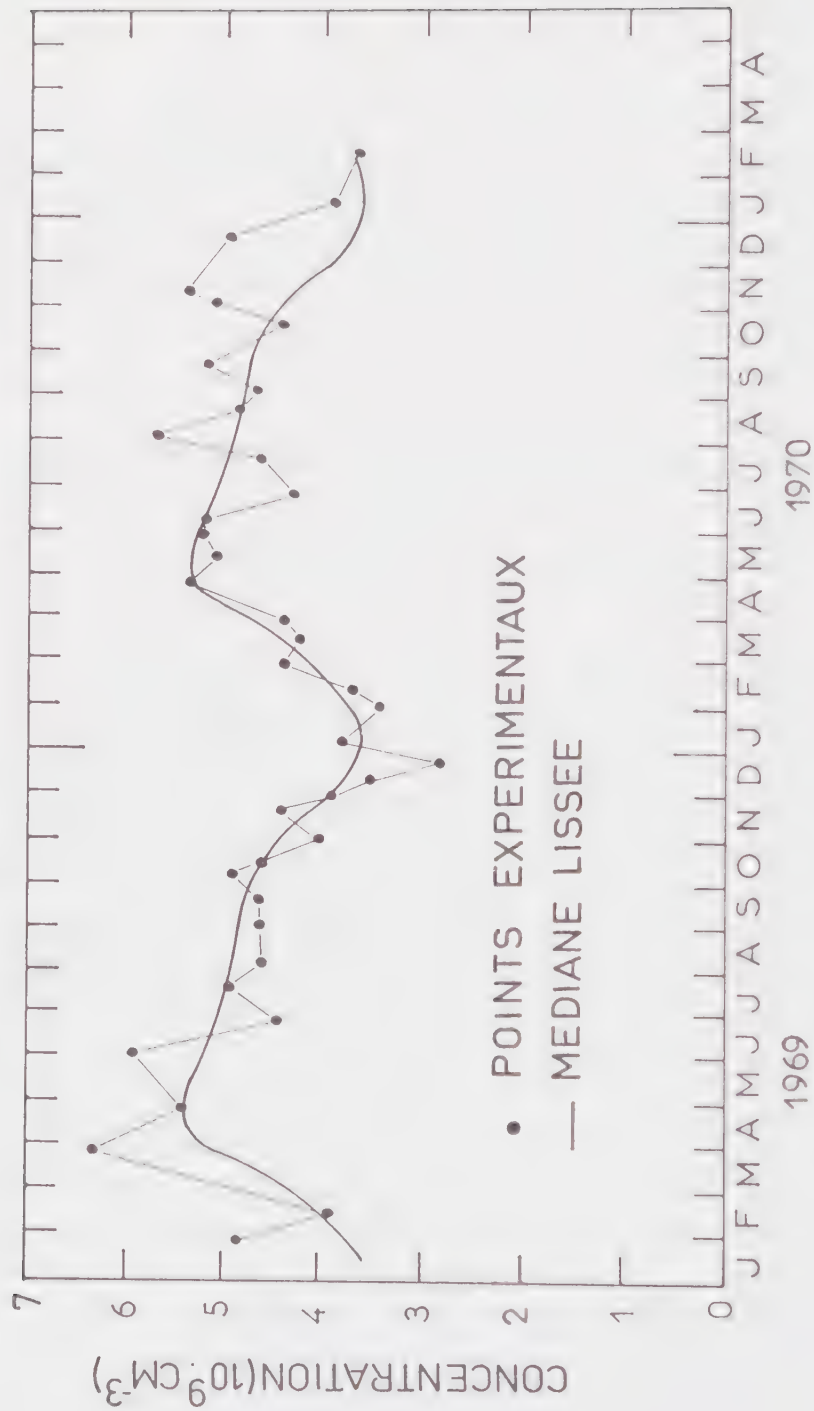


Figure 4-4 : Variation en 1969 et 1970 de l'azote moléculaire observé à 200 km - d'après [1974], et al. (1974).

C - Densité totale - Variation semi-annuelle.

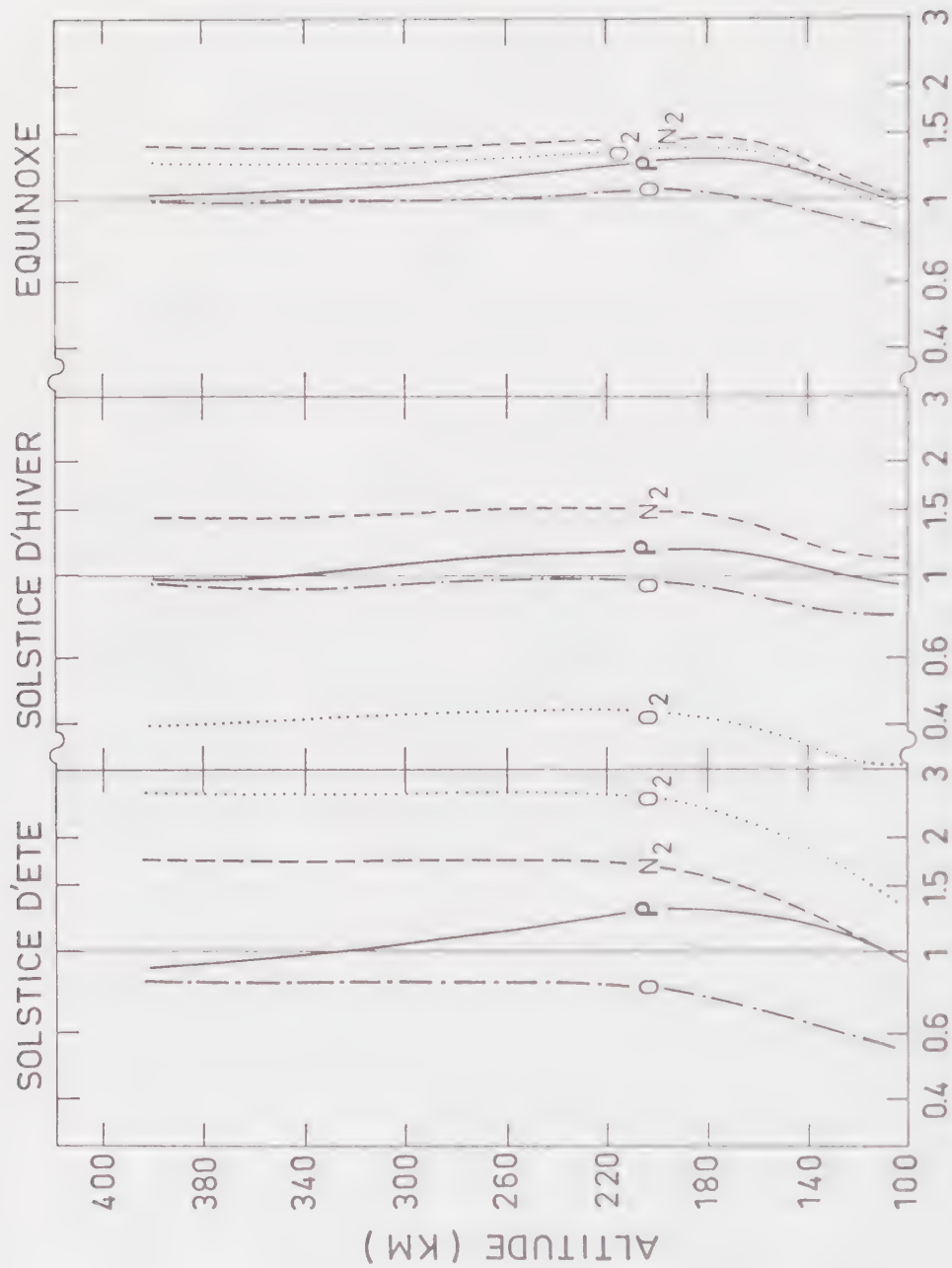
Nous disposons à ce stade des variations annuelles des trois constituants majoritaires dans la thermosphère entre 100 et 400 km. Il est alors intéressant de regrouper ces informations de façon globale, c'est-à-dire d'en déduire l'évolution annuelle de la densité totale en fonction de l'altitude. La figure (4-5) donne les rapports des concentrations observées à celles décrites par *Jacchia (1971)*. On retrouve tout d'abord sur cette figure les caractéristiques principales décrites ci-dessus :

- i) une décroissance moins rapide des concentrations observées en fonction de l'altitude,
- ii) une variation saisonnière de $n(O)$ plus importante que dans le modèle,
- iii) la variation importante de $n(O_2)$.

Si l'on s'intéresse à la densité totale ρ , les écarts au modèle sont inférieurs à 10 % sur la majeure partie du profil, quelle que soit la période considérée, et n'atteignent 30 % que vers 180 km. Il est bon de rappeler que le niveau 180 km est particulièrement pauvre en données de freinage de satellites ou en mesures par fusées-sondes; par ailleurs, c'est entre 165 et 200 km que les mesures de température neutre par diffusion incohérente sont les moins précises : l'écart à 180 km est par conséquent couvert par les incertitudes sur les deux représentations de la densité totale. L'accord avec le modèle peut donc être considéré comme globalement satisfaisant.

Les variations saisonnières de la densité totale présentent une composante semi-annuelle prépondérante (*Alcaydé et al., 1974* ^a) qui doit être interprétée comme la superposition de diverses variations :

- i) de la température exosphérique qui provoque un minimum d'hiver, sensible surtout au-dessus de 250 km;
- ii) de la concentration d'oxygène atomique qui implique un minimum de concentration en été : l'effet sur la densité totale n'est sensible qu'au-dessus de 250 km lorsque O est majoritaire; la combinaison avec l'effet thermique induit la variation semi-annuelle de la densité de masse au-dessus de 250 km;



RAPPORT DES CONCENTRATIONS "MESUREES" A CELLES DE JACCHIA(1971)

Figure 4-5 : Distribution verticale des rapports des concentrations et de la densité totale ρ déduites des mesures de diffusion incohérente à celles fournies par le modèle Jacchia (1971) pour les périodes de solstice d'été et d'hiver et d'équinoxe - d'après Alcayde et al. (1974).

iii) de la température neutre entre 100 et 250 km dont le caractère semi-annuel est la cause de la variation semi-annuelle de la densité totale dans cette région.

D - Discussion des variations de composition.

Nous nous limiterons, dans cette brève discussion, aux variations de composition à pression constante, c'est-à-dire ramenées au niveau de référence 120 km où l'azote moléculaire majoritaire ne présente pas de variation saisonnière importante.

Pour expliquer le renflement d'hélium sur le pôle hiver *Johnson et Gottlieb (1970)* et *Kockarts (1972)* ont proposé des mécanismes équivalents ou complémentaires dans lesquels les transports de matière par les vents neutres ou des variations saisonnières du coefficient de diffusion turbulente induisent des variations de composition (voir au chapitre 1 la description des variations saisonnières de composition). Les deux processus étant équivalents (*Barlier et al., 1974*) et pouvant s'appliquer à l'oxygène atomique comme à l'hélium, nous discuterons ici les variations de composition observées dans le cadre de la théorie de *Johnson et Gottlieb (1970)*, les conclusions étant semblables pour la théorie de *Kockarts (1972)*.

Pour que le mécanisme de *Johnson et Gottlieb (1970)* puisse conduire à un enrichissement des concentrations d'oxygène atomique en hiver, il est nécessaire que le rapport des concentrations de l'oxygène atomique et de l'oxygène moléculaire soit supérieur à 1 à 120 km : dans le cas contraire les processus de recombinaison seraient suffisants pour compenser le surplus d'oxygène apporté par la circulation à haute altitude. La variation de $n(O_2)$, en antiphasse avec celle de $n(O)$, qui est déduite de nos mesures conduit à un rapport $n(O)/n(O_2)$ à 120 km maximum en hiver (rapport 7) et minimum en été (rapport 1) : en moyenne annuelle le rapport est donc supérieur à 1 ce qui est une condition favorable pour que le mécanisme de *Johnson et Gottlieb (1970)* soit efficace. Le comportement saisonnier de $n(O_2)$ doit cependant être confirmé et interprété car une variation du rapport $n(O)/n(O_2)$ d'un facteur 7, ou du rapport $n(O_2)/n(N_2)$ d'un facteur 3, ne peut être expliquée par la circulation générale (*Johnson, 1973*) ni par les processus de diffusion turbulente invoqués par *Kockarts (1972)*. Il est cependant possible

d'invoquer la dissociation photochimique de O_2 capable d'écarter localement l'oxygène moléculaire de l'équilibre diffusif, écart plus ou moins compensé par un flux vertical de diffusion (Alcaydé et al., 1974_a; Oran et Strobel, 1975).

I-2- VARIATION JOURNALIERE.

A - Evolution diurne dans la basse thermosphère.

Les observations de température exosphérique et de vent thermosphérique par diffusion incohérente à *Saint-Santin*, ont révélé certaines similitudes dans les termes diurne et semi-diurne (Alcaydé, 1974). Il en est de même dans la région F1 (Amayenc, 1974; Fontanari et Alcaydé, 1974). Aussi a-t-on tenté d'interpréter ces oscillations en termes de propagation d'ondes de marées atmosphériques; les comparaisons aux travaux théoriques de Lindzen (1970, 1971) et de Lindzen et Hong (1974) ou encore de Mayr et Volland (1973) sont assez encourageantes (Amayenc, 1974; Fontanari et Alcaydé, 1974).

La question se pose cependant de savoir si la représentation des variations observées en composantes diurne et semi-diurne constitue une approche descriptive des marées atmosphériques ou bien si celles-ci sont en réalité dégénérées dans la thermosphère, auquel cas les modes diurne et semi-diurne ne sont plus qu'un artifice analytique de modélisation.

Nous montrerons dans la deuxième partie de ce chapitre qu'une résolution *locale* des équations de l'hydrodynamique conduit à une représentation assez satisfaisante des températures exosphériques observées; mais les écarts sont suffisants pour nous interdire de conclure quant à la réalité physique des phénomènes *planétaires et propagatoires* que sont les marées.

Il est d'un certain intérêt de montrer maintenant l'influence de l'évolution de la température neutre dans la région F1 décrite par Fontanari et Alcaydé (1974) sur le comportement diurne des concentrations d'oxygène atomique; rappelons que le modèle de variation diurne de la température n'a été établi que sur des données obtenues pendant les heures d'ensoleillement et ne prétend être représentatif que pendant ces périodes, de même que le modèle de $n(O)_{200}$ décrit au chapitre 3.

Sur la figure (4-6) ont été portées les concentrations d'oxygène atomique à 200 km déduites d'une part à l'aide du modèle $n(O)_{200}$, et d'autre part en utilisant les profils de température neutre observés et des concentrations constantes à 120 km. Seules les périodes de solstice d'été et d'équinoxe d'automne sont considérées, les mesures de température neutre en hiver ou au printemps étant trop éparses pour permettre d'établir un modèle d'évolution diurne de la température dans la région F1 (*Fontanari et Alcaydé, 1974*).

Les deux concentrations présentent un assez bon accord (figure 4-6). A cette fin, les concentrations à 120 km ont été ajustées à $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ en été et $9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ en automne. Les écarts résiduels entre les deux variations ne dépassent pas 25 % pendant la journée, 40 % la nuit. Ce dernier chiffre n'est pas significatif, et l'écart de jour est compatible avec les incertitudes sur le modèle de $n(O)_{200}$ d'une part et sur les profils de température d'autre part.

Le fait important est que si des profils réalistes de température dans la région F1 sont utilisés le modèle $n(O)_{200}$, dont on a vu que l'évolution diurne est plus importante que dans le modèle *Jacchia (1971)*, est toujours compatible avec des concentrations présentant de faibles variations dans la journée à 120 km, et une évolution saisonnière d'un facteur 1.5 entre le solstice d'été et l'équinoxe d'automne.

B - Différence de phase des variations diurnes de l'oxygène atomique et de la température.

D'après les premières observations de l'effet diurne dans la thermosphère, intégrées dans le modèle statique de *Jacchia (1965)*, la densité atmosphérique présente un maximum diurne à 14 heures. D'après les premières mesures de la température ionique par diffusion incohérente (*Carru et al., 1967; Nisbet, 1967*) la température exosphérique présente un maximum vers 17 heures : ces observations indiquent par conséquent un "écart de phase" entre les variations diurnes de densité et de température. La mesure simultanée de la température exosphérique et des concentrations d'oxygène atomique, décrite au chapitre 3, a permis de montrer à l'aide d'une technique de mesure unique la réalité physique de ce décalage temporel entre les variations de T_{∞} et de $n(O)$.

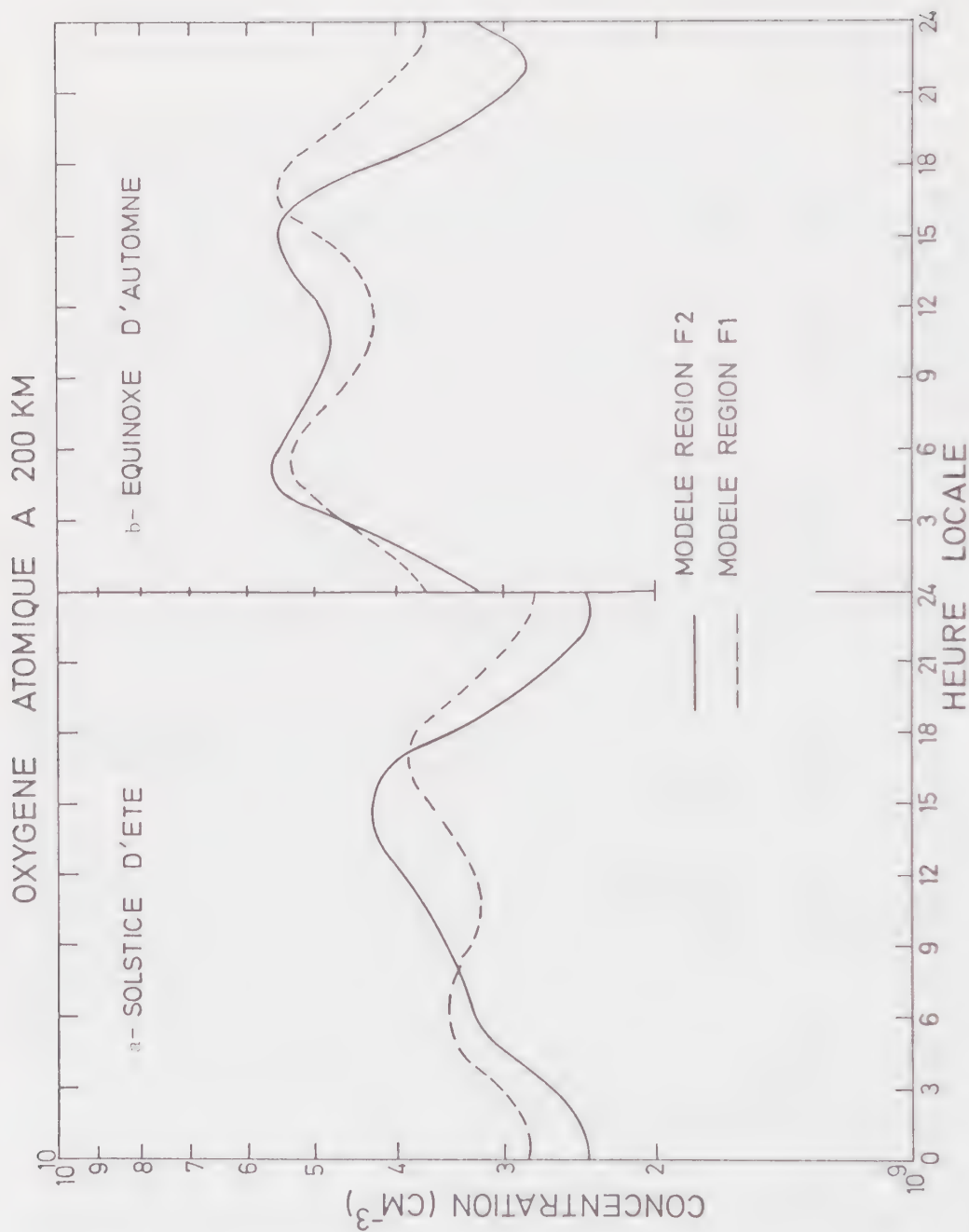


Figure 4-6 : Le modèle de variation journalière des concentrations d'oxygène atomique à 200 km établi en région F2 est comparé aux variations obtenues en supposant une concentration d'oxygène atomique constante à 120 km et en utilisant les profils de température expérimentaux (Fontanari, 1973) entre 120 et 200 km (modèle région F1) a) solstice d'été - b) équinoxe d'automne.

Les vents neutres dans la thermosphère présentent une importante divergence horizontale compensée par un flux vertical de matière (*Dickinson et Geisler, 1968; Rishbeth et al., 1969*) positif vers le haut dans la journée et négatif vers le bas la nuit (ceci sera confirmé dans la suite de ce chapitre). *Rishbeth (1969)* a proposé sur ces bases une interprétation de la différence de phase entre la densité et la température, montrant que les vents neutres peuvent transporter de la matière des zones chaudes (maximum diurne) vers les zones froides (minimum nocturne). Si les transports ne sont pas rigoureusement compensés par les flux verticaux, la diminution des concentrations et de la densité doit précéder celle de la température.

Bailey et Moffett (1972) et *Mayr et Volland (1972^a, 1973)* ont développé l'idée de *Rishbeth (1969)* et montré qu'un écart de phase de 1 heure à 400 km entre ρ et T est produit par le processus de transport horizontal de matière, mais peut l'être également par une modification des profils verticaux de température due aux échanges de chaleur adiabatiques associés aux transports verticaux. Nous reviendrons plus en détail sur ces processus dans la suite de ce chapitre.

Mayr et al. (1973) ont montré que la diffusion moléculaire de l'oxygène atomique, constituant minoritaire de la basse thermosphère, dans le gaz ambiant d'azote moléculaire, est susceptible de contribuer à l'écart de phase entre l'oxygène et la température : la diffusion de l'oxygène atomique accentue le déphasage, car ce constituant atteint un maximum de concentration avant l'azote moléculaire. Les transports à basse altitude, qui régissent le processus de diffusion, sont contrôlés par la densité électronique dans la région F : une augmentation des densités électroniques amortit l'amplitude des vents neutres et réduit par conséquent l'écart de phase. D'autres paramètres modifiant les vents neutres à basse altitude peuvent aussi influencer l'écart de phase (dépôt d'énergie par les marées en provenance de la mésosphère en particulier).

Compte-tenu de ces théories les caractéristiques observées de l'écart de phase entre $n(0)$ et T peuvent être interprétées par les remarques suivantes :

- i) déphasage $n(0) - T$ à haute altitude (400 km). Comme nous l'avons signalé au troisième chapitre, il est nécessaire de considérer

l'heure du maximum des composantes diurnes des oscillations plutôt que de comparer les heures de maximum absolu qui peuvent être modulées par des oscillations semi-diurnes. On a montré qu'à 400 km où la température est égale à la température exosphérique, T_{∞} présente un retard de phase de 1 heure environ sur $n(0)$; cet écart de phase peut être produit tout aussi bien par l'action des vents neutres sur les profils verticaux de température que par leur action sur l'écart de l'oxygène atomique à l'équilibre diffusif à basse altitude;

ii) *variation de la phase de $n(0)$ avec l'altitude.* Le maximum de l'oscillation diurne de $n(0)$ survient à 14 heures à 400 km, mais à 10 heures en moyenne annuelle à 200 km. Cette variation de phase peut s'expliquer par les processus de transport d'énergie par les vents neutres; de même l'écart à l'équilibre diffusif provoque un maximum diurne voisin de 8 heures à 200 km (Mayr et al., 1973) ;

iii) *variation de la phase de $n(0)$ dans le temps.* La variation saisonnière de la phase diurne de $n(0)_{200}$, décrite dans le chapitre 3, produit un maximum diurne à 12 heures en été, et à 8 heures en hiver. Mayr et al. (1973) ont testé l'influence des concentrations électroniques dans la région F1 sur la phase diurne de $n(0)$. Le tableau (4-2) rassemble les résultats de leurs calculs et ceux des observations ainsi que les densités électroniques à 150 km observées et celles utilisées dans le modèle. L'accord qualitatif est bon;

	HIVER		ÉTÉ	
	n_e (150 km) (cm^{-3})	ϕ_{24} (200 km) (heures)	n_e (150 km) (cm^{-3})	ϕ_{24} (200 km) (heures)
OBSERVATIONS	$4.5 \cdot 10^4$	8	$10.8 \cdot 10^4$	12
MODELE Mayr et al. (1973)	$4.5 \cdot 10^4$	8	$10.8 \cdot 10^4$	12

Tableau 4-2 : Influence des variations de concentration électronique dans la région F1 sur la phase (heure du maximum diurne) des concentrations d'oxygène atomique à 200 km (d'après Mayr et al., 1973), comparée aux observations pour les solstices d'hiver et d'été.

l'amplitude de la variation de phase observée est cependant plus importante que ne le prévoit le modèle. Les approximations utilisées par *Mayr et al. (1973)*, en particulier dans la construction du modèle d'ionosphère, ne permettent cependant pas de chercher un accord plus précis;

iv) *phase semi-diurne*. Les comportements respectifs des phases semi-diurnes de la température et de l'oxygène atomique devraient, en toute logique, être également comparés. Cependant les imprécisions notées dans le troisième chapitre sur la phase semi-diurne de $n(O)$ ne permettent pas des comparaisons significatives avec celle de T_{∞} , aucun travail théorique n'étant par ailleurs disponible à ce jour pour étayer une telle comparaison.

II - LA TEMPERATURE NEUTRE DANS LA THERMOSPHERE : COMPARAISON DE LA THEORIE ET DE L'EXPERIENCE.

La discussion qui précède a permis de mettre en évidence le rôle essentiel joué par la température neutre dans la structure et la composition de la thermosphère. Il reste donc à expliquer les variations à long terme et à court terme de la température neutre; nous allons nous y employer à l'aide d'une résolution de l'équation de conservation de l'énergie.

La référence aux différents modèles (Jacchia, 1971; modèle de température ou d'oxygène atomique) étant faite pour des journées spécifiques d'équinoxe ou de solstice, le tableau (4-3) rassemble les conditions de flux solaire et d'activité magnétique utilisées : ces conditions correspondent aux moyennes des divers termes sur la période d'observation des années 1971-1972, autrement dit aux conditions moyennes d'activités solaire et géomagnétique pour lesquelles les modèles empiriques représentatifs des données de diffusion incohérente sont les mieux adaptés.

COORDONNEES GEOGRAPHIQUES : 44°65 Latitude nord (±2°5) - 0° Longitude				
	SOLSTICE D'HIVER	EQUINOXE DE PRINTEMPS	SOLSTICE D'ETE	EQUINOXE D'AUTOMNE
JOUR DE L'ANNEE	355	81	172	264
< $F_{10.7}$ >	123.5	117.8	126.0	130.4
< $\bar{F}_{10.7}$ >	127.6	127.5	124.0	120.7
< K_p >	2.0	2.4	1.7	1.4

Tableau 4-3 : Coordonnées géographiques et conditions de flux solaire moyen $\langle \bar{F}_{10.7} \rangle$ et instantané $\langle F_{10.7} \rangle$, et d'activité géomagnétique $\langle K_p \rangle$, utilisées dans le calcul du modèle Jacchia (1971) pour les journées respectives de solstice et d'équinoxe. Les valeurs numériques de flux décimétrique et d'indice K_p correspondent aux moyennes sur les journées d'observation en 1971 et 1972.

II-1- ELEMENTS DE LA THEORIE.

Les diverses résolutions numériques de l'équation de l'énergie ont montré (voir chapitre 1) qu'il n'est pas possible de négliger les processus dynamiques dans l'étude du bilan thermique de la thermosphère. Nous sommes donc amenés à résoudre l'équation de l'énergie sous sa forme complète. A ce

stade, trois questions méritent réflexion : respectivement le choix de la forme d'écriture de l'équation de l'énergie (chapitre 1, équations 1-26_c, 1-41 et 1-47), le choix de la méthode de résolution et la définition de la source d'énergie solaire.

A - Choix de l'équation de l'énergie.

L'équation de l'énergie dans sa forme initiale (1-26_c) s'écrit :

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{DT}{Dt} + p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} = Q + Q_c \quad (4-7)$$

où le terme de conduction a été symbolisé, pour la commodité de l'écriture par l'expression :

$$Q_c = \vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} T) \quad (4-8)$$

Les échanges énergétiques par transport apparaissent explicitement dans cette équation :

i) dans le terme de divergence $p \vec{\nabla} \cdot \vec{C}$,

ii) dans l'opérateur de dérivation convective

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} ,$$

tandis que les gains d'énergie par friction entre les gaz neutre et ionisé ou par viscosité sont implicitement inclus dans le terme source Q .

Il est donc nécessaire de connaître le vecteur $\vec{C}$ et ses dérivées spatiales pour résoudre l'équation (4-7).

Il est possible d'éviter la détermination de $\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$ en transformant l'équation (4-7) à l'aide de l'équation de continuité (équation 1-26_a) :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{C} = 0 \quad (4-9)$$

et obtenir ainsi la forme utilisée en particulier par Stubbe (1970) :

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{DT}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = Q + Q_c \quad (4-10)$$

Il est alors nécessaire de connaître ρ et ses dérivées spatiales. Une troisième forme a été aussi utilisée en transformant l'équation (4-10) à l'aide de l'équation d'état (1-27) et en notant la relation $c_p - c_v = k$ (voir par exemple *Harris et Priestley, 1962*) :

$$\frac{\rho c_p}{m} \frac{DT}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = Q + Q_c \quad (4-11)$$

Ces trois formes de l'équation de l'énergie sont équivalentes tant que l'équation de continuité et l'équation d'état sont satisfaites. Notre objectif étant d'évaluer l'influence des termes de transport, éliminons-les dans chacune des équations ($\vec{C} = 0$). L'équation (4-7) s'écrit alors :

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{\partial T}{\partial t} = Q + Q_c \quad (4-12)$$

l'équation (4-10) devient

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = Q + Q_c \quad (4-13)$$

et l'équation (4-11)

$$\frac{\rho c_p}{m} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} = Q + Q_c \quad (4-14)$$

Ces deux dernières équations se ramènent formellement à l'équation (4-12) en utilisant l'équation de continuité qui s'écrit, dans le cas où $\vec{C} = 0$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (4-15)$$

ainsi que l'équation d'état.

Il faut cependant prendre garde au fait que cette identité des équations n'est obtenue qu'en écrivant explicitement la relation (4-15) : en effet si l'on cherche à résoudre l'une des trois relations (4-12) à (4-14) en considérant l'hypothèse de l'équilibre diffusif, les concentrations, et par suite la densité ρ , sont fonctions du profil de température et par conséquent ρ ne vérifie pas l'équation (4-15) : la solution obtenue dans le cas *sans dynamique* ne peut donc être une solution possible car l'une des équations fondamentales (équation de continuité) n'est pas satisfaite. Il est cependant intéressant

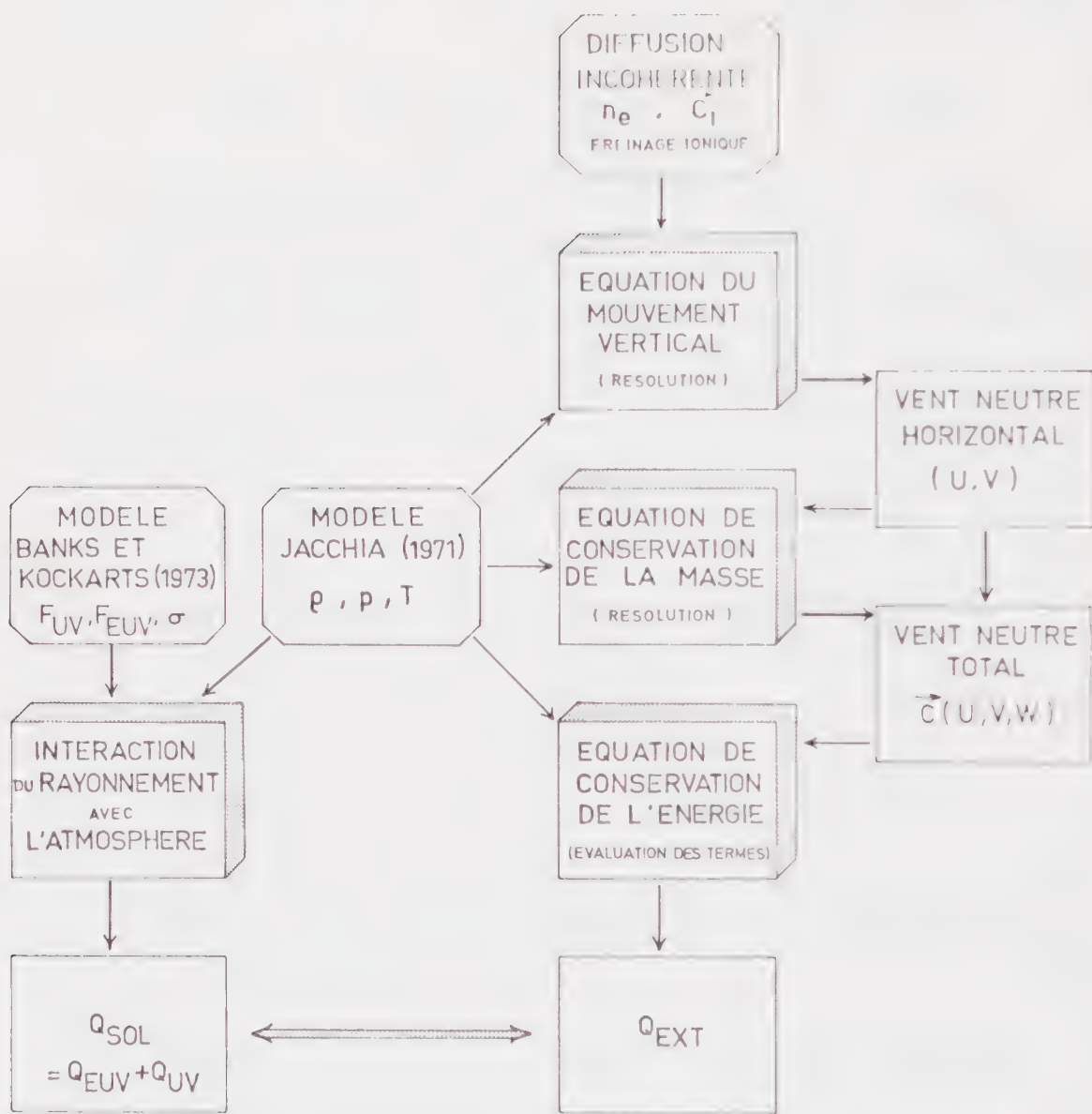


Figure 4-7 : Schéma de la détermination des termes Q_{ext} et Q_{sol} . Pour être déterminé le vent neutre total $\vec{C}$ par la résolution successive des équations de mouvement horizontal et de continuité, les divers termes de l'équation de l'énergie sont calculés donnant ainsi une évaluation de la source Q_{ext} nécessaire à l'équilibre de l'équation; le modèle expérimental ($n_e, \tilde{C}_i$) sert au calcul du freinage ionique et le modèle Jacchia (1971) à la définition des température, densité et pression de l'atmosphère. Ce dernier modèle est également utilisé pour calculer le taux de dépôt d'énergie Q_{sol} dans l'atmosphère pour un flux solaire et des sections efficaces d'interaction donnés.

d'estimer l'influence des termes de transport, en imposant artificiellement $\vec{C}$ égal à zéro pour comparer cette solution forcée à la solution générale.

L'utilisation de l'équation (4-7) est alors indiquée car une part des termes de transport, contenue implicitement dans les équations (4-10) ou (4-11), n'est pas annulée du fait que l'équation (4-15) n'est pas respectée.

Le choix de l'équation (4-7), bien que d'un emploi plus lourd car elle nécessite la connaissance de $\vec{C}$ et de ses dérivées spatiales, est donc préférable à celui des deux autres formes qui peuvent conduire à certaines confusions (Bailey et Moffett, 1972) ou à des interprétations erronées.

B - Méthode de résolution.

La connaissance du vecteur vent $\vec{C}$ nécessite la résolution de l'équation de conservation du mouvement (1-26_b) et, pour que la continuité de la masse soit respectée, la résolution simultanée de l'équation correspondante (1-26_a). La seule méthode générale est donc une résolution globale du système d'équation (1-26), nécessitant un modèle ionosphérique fourni soit par une résolution simultanée du système équivalent de l'ionisation, soit par une représentation empirique de données expérimentales. Une résolution locale du système (1-26) n'est par contre pas possible en principe car les gradients de pression et de densité et la divergence de $\vec{C}$ sont nécessaires. Cet écueil peut cependant être évité par l'utilisation d'un modèle mondial de thermosphère qui permette d'évaluer le vecteur vent ainsi que les gradients de densité ; les données ionosphériques obtenues localement par diffusion incohérente peuvent alors être utilisées ; en ignorant les détails qui seront précisés par la suite lors de l'étude de chaque équation, la procédure choisie, résumée dans la figure (4-7) comporte trois étapes successives :

i) ayant choisi un modèle d'atmosphère neutre (Jacchia, 1971) et défini un modèle ionosphérique, on résout numériquement l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Dans cette équation vectorielle, seuls les termes horizontaux sont considérés car l'influence des transports verticaux sur le mouvement horizontal est négligeable. Dans un référentiel en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) lié à la terre en rotation (r étant la distance radiale, θ la co-latitude, et ϕ la longitude), on obtient ainsi les deux composantes méridionale U et zonale V du vent neutre $\vec{C}$. Cette méthode a été exposée en détail par Amayenc et Vasseur (1972) et par Amayenc (1975);

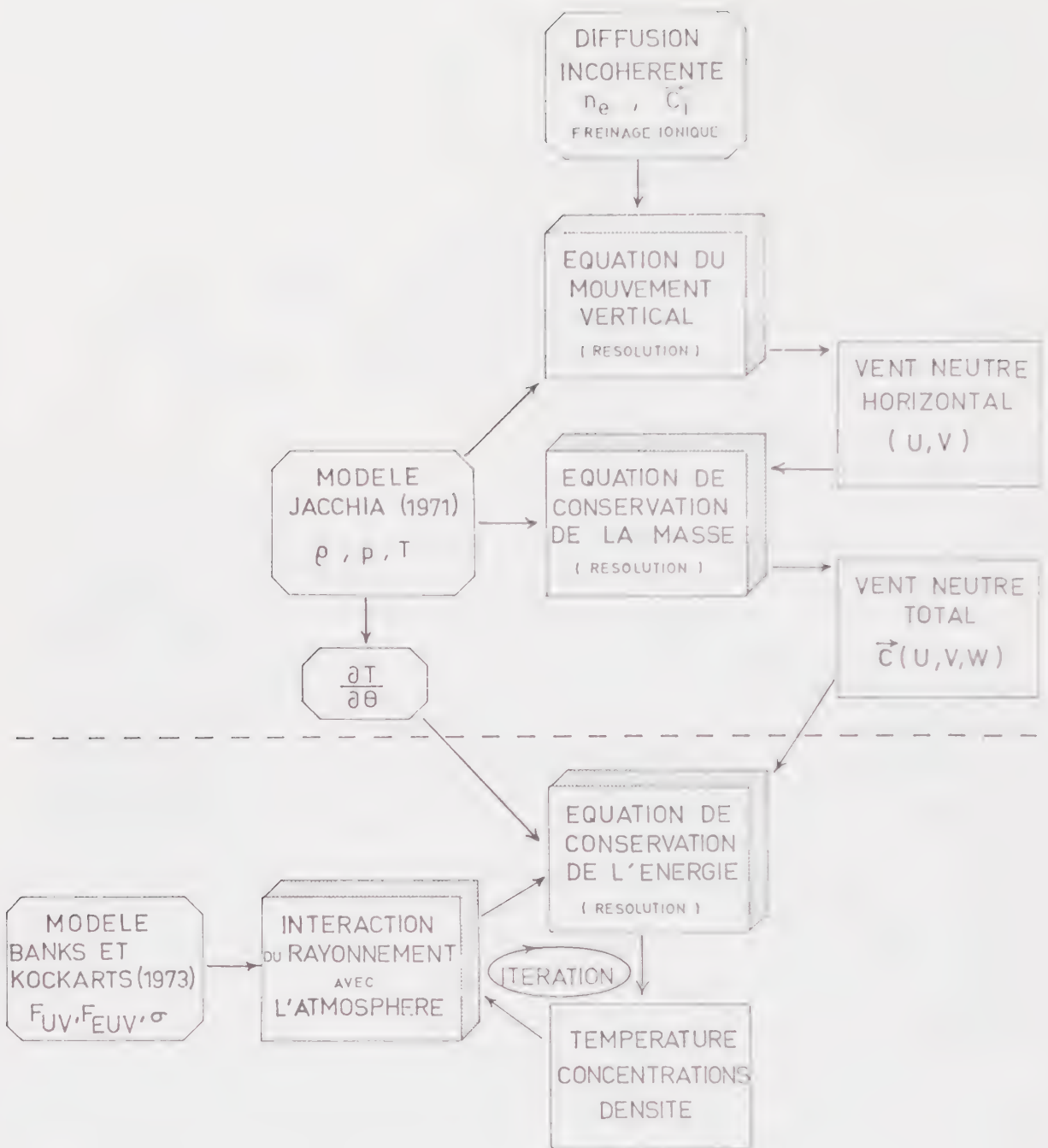


Figure 4-8 : Schéma de résolution de l'équation de l'énergie. Comme dans la procédure précédente (figure 4-7), le vent neutre total est déterminé à l'aide du modèle Jacchia (1971) et du modèle expérimental (n_e , C_i). L'équation de l'énergie peut alors être résolue en incluant l'effet du vent neutre total; le modèle Jacchia (1971) n'intervient, dans cette résolution que pour fournir le gradient méridional de température. A un instant donné les profils verticaux des concentrations, issus du calcul, déterminent la quantité d'énergie solaire absorbée à une altitude donnée (relation 4-29) : ceci constitue une véritable contre-réaction de l'atmosphère au chauffage solaire; la recherche de la solution nécessite donc un processus numérique itératif.

ii) dans l'équation de continuité, la densité ρ est fournie par le modèle initial, U et V par l'étape précédente ; on obtient ainsi la composante verticale W de $\vec{C}$;

iii) le modèle d'atmosphère et la connaissance de $\vec{C}$ permettent de calculer l'ensemble des termes de l'équation de l'énergie qui équilibre l'apport énergétique extérieur Q_{ext} que l'on peut ainsi évaluer.

On a donc la possibilité de comparer le terme source Q_{ext} à l'apport énergétique Q_{sol} du flux ultraviolet solaire calculé à partir d'un modèle de flux, de sections efficaces d'interaction et du modèle d'atmosphère initial : cela permet de tester la cohérence du modèle utilisé vue au travers des équations de la thermodynamique (*Amayenc et al., 1975*). Cela permet également de normaliser le terme source solaire (paragraphe C - ci-dessous). On peut enfin passer à la résolution de l'équation de l'énergie incluant l'effet du transport total $\vec{C}$: certaines hypothèses physiques simplificatrices sont utilisées, relatives à la conduction horizontale qui est négligée, à l'équilibre diffusif qui est admis dans la gamme d'altitude considérée, et à la composition à la limite inférieure de la thermosphère qui est supposée connue. Moyennant quoi, température, composition et densité totale sont obtenues par une résolution numérique de l'équation de l'énergie (figure 4-8).

C - Définition de la source solaire.

L'étude de la quantité d'énergie solaire transformée en énergie de translation thermique nécessite la connaissance de trois catégories de grandeurs physiques :

i) la densité spectrale du flux incident, dans le cas qui nous intéresse le rayonnement solaire dans l'ultraviolet proche et lointain ;

ii) les sections efficaces d'absorption de ce rayonnement pour chacun des constituants majoritaires : on est conduit à distinguer le rayonnement ultraviolet proche (UV) dans le continuum de *Schumann-Runge* (1750-1250 Å) principalement absorbé par l'oxygène moléculaire qu'il contribue à dissocier, et le rayonnement ultraviolet lointain

(EUV, 1250-80 Å) absorbé par l'oxygène atomique et par l'azote moléculaire. Le maximum d'absorption du rayonnement UV se trouve vers 100 km, tandis que le flux EUV est absorbé au-dessus de 150 km;

iii) l'efficacité de transformation de l'énergie photonique en énergie thermique; elle est assez bien connue théoriquement (*Isakov et Morozov, 1970*), pour l'absorption par l'oxygène moléculaire dans l'UV (30 % d'efficacité), et au contraire assez mal définie dans la gamme EUV (30 à 60 % d'efficacité) (*Isakov, 1970; Isakov et al., 1973*).

Il est donc nécessaire de normaliser ce terme source compte-tenu d'une part de l'incertitude sur le facteur d'efficacité dans la gamme EUV, d'autre part de la dépendance du flux EUV avec l'activité solaire. A cet égard on évalue (*Amayenc et al., 1975*) la source extérieure nécessaire à l'équilibre énergétique du modèle *Jacchia (1971)* : cette méthode expliquée ci-dessous lorsque les principes de résolution des diverses équations auront été exposés, est justifiée par le fait que ce modèle donne, en première approximation, une représentation des températures exosphériques en accord avec les températures observées.

II-2- RESOLUTION DES EQUATIONS.

A - Conservation de la quantité de mouvement.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (1-26 b) a été écrite sous la forme :

$$\rho \frac{\partial \vec{C}}{\partial t} + \rho_i v_{in} (\vec{C} - \vec{C}_i) - \mu \nabla^2 \vec{C} + 2\rho (\vec{\Omega} \times \vec{C}) - \rho \vec{g} + \vec{\nabla} p = 0 \quad (4-16)$$

où $\vec{\Omega}$ est le "vecteur" rotation de la terre, et dans laquelle les termes non-linéaires provenant de la dérivée totale ont été négligés :

$$\frac{D\vec{C}}{Dt} = \frac{\partial \vec{C}}{\partial t} + (\vec{C} \cdot \nabla) \vec{C} \quad (4-17)$$

Bien que ces termes puissent avoir une influence sensible durant les heures de lever du soleil (*Rüster et Dudeney, 1972*), leur omission ne modifie pas le résultat général du calcul de plus de 15 % sur chaque composante (*Rishbeth, 1972*). De même négliger le terme d'accélération $\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})$, qui est une constante dans l'équation, ne peut influencer sensiblement le résultat final (*Rishbeth, 1972*).

Dans l'équation (4-16) les forces présentes sont d'une part la force gravitationnelle, d'autre part le terme $\rho_i v_{in} (\vec{C} - \vec{C}_i)$ où ρ_i est la densité de masse ionique, $\vec{C}_i$ la vitesse ionique et v_{in} la fréquence de collision ion-neutre, qui correspond au freinage exercé par le gaz d'ions sur le gaz neutre lorsqu'il existe une vitesse différentielle $(\vec{C} - \vec{C}_i)$.

En projection horizontale l'équation (4-16) fournit les deux équations couplées en vitesse méridionale U (positive vers le sud) et zonale V (positive vers l'est) :

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho_i v_{in} (U - U_i) - \frac{\partial}{\partial r} (\mu \frac{\partial U}{\partial r}) - 2 \Omega V \cos \theta = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (4-18)$$

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \rho_i v_{in} (V - V_i) - \frac{\partial}{\partial r} (\mu \frac{\partial V}{\partial r}) + 2 \Omega U \cos \theta = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} \quad (4-19)$$

L'équivalence "longitude - temps local" est assurée par :

$$\frac{\partial}{\partial \phi} = \frac{1}{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \quad (4-20)$$

où Ω est la vitesse angulaire de rotation de la terre.

Pour calculer la fréquence de collision et la densité ionique on suppose que le gaz ionique est uniquement composé d'ions oxygène atomique : le terme v_{in} s'écrit alors (*Stubbe, 1968*) :

$$v_{in} = 9.3 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{1000} \right)^{0.37} n(0) + 6.9 \times 10^{-16} n(N_2) \quad (4-21)$$

Dans cette expression les collisions sont supposées se produire entre les ions O^+ majoritaires et les constituants neutres O et N_2 . La densité ionique s'écrit simplement $\rho_i = m(O^+)n_e$; les concentrations électroniques sont tirées du modèle saisonnier expérimental.

Les vitesses ioniques U_i et V_i choisies sont les moyennes saisonnières des données expérimentales obtenues à *Saint-Santin* entre 1971 et 1972 pour U_i et en 1974 pour V_i (*Blanc et al.*, 1975). La viscosité est calculée d'après *Banks et Kockarts* (1973):

$$\mu = A T^{0.69} \quad (4-22)$$

où T est la température neutre absolue et A s'écrit :

$$A = \left[3.9 \times 10^{-6} n(O) + 3.43 \times 10^{-6} n(N_2) \right] / \left[n(O) + n(N_2) \right] \quad (4-23)$$

L'oxygène moléculaire, l'hydrogène et l'hélium ont été négligés car ils ne jouent aucun rôle dans la gamme d'altitude 200-500 km où la viscosité est importante.

La résolution du système d'équations (4-18) et (4-19) est effectuée à l'aide d'une méthode implicite de différences finies (*Amayenc et Vasseur*, 1972 ; *Amayenc*, 1975) dans laquelle les conditions aux limites supérieure et inférieure sont :

$$i) \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_{r_{\max}} = \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_{r_{\max}} = 0 \quad r_{\max} \text{ correspondant à l'altitude 500 km}$$

$$ii) U_{r_{\min}} = U_o(t) \text{ et } V_{r_{\min}} = V_o(t) \quad r_{\min} \text{ correspondant à l'altitude 120 km.}$$

U_o et V_o sont deux fonctions du temps local t déterminées par l'analyse des observations de vitesse ionique dans la région E (*Amayenc*, 1974, 1975). Le choix de $U_o(t)$ et $V_o(t)$ n'a pas, en réalité, de conséquences sensibles à 2 ou 3 échelles de hauteur au-dessus de la limite inférieure, c'est-à-dire au-dessus de 150 km environ (*Amayenc*, 1975).

Les vitesses horizontales U et V sont ainsi évaluées en fonction de l'altitude et de l'heure locale à 45° de latitude nord. L'équation de continuité de la masse, dont l'intégration est discutée ci-dessous, fait intervenir le terme de divergence méridionale du vent neutre $\frac{\partial U}{\partial \theta}$; pour calculer ce terme on résout le système d'équations (4-18) et (4-19) à 42°5 et 47°5 de latitude nord, les données ionosphériques étant supposées constantes sur cette plage de latitude. Le terme $\frac{\partial U}{\partial \theta}$ est ensuite calculé, à chaque instant et chaque altitude, par ajustement parabolique des vitesses U obtenues aux trois latitudes.

B - Conservation de la masse.

L'équation de conservation de la masse s'écrit en coordonnées sphériques

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho W) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho U) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho V) = 0 \quad (4-24)$$

En négligeant le terme $\frac{2}{r} \rho W$, ce qui sera justifié *à posteriori*, il est possible de calculer le flux vertical ρW à un niveau r par intégration de l'équation

$$-\frac{\partial}{\partial r} (\rho W) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho U) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\rho V)}{\partial \phi} \quad (4-25)$$

Les termes du second membre de (4-25) sont évalués en utilisant les vitesses U et V déterminées précédemment et les densités fournies par le modèle d'atmosphère. Le flux de matière à l'infini est supposé nul et par conséquent le flux de matière à l'altitude z est donné par

$$(\rho W)_z = \int_z^\infty -\frac{\partial (\rho W)}{\partial r} dr \quad (4-26)$$

L'intégration numérique est conduite entre z et 500 km; entre 500 km et l'infini l'intégrale est évaluée avec les hypothèses suivantes:

i) on définit le contenu de masse total au-dessus de 500 km par la relation

$$\int_{500}^{\infty} \rho \, dr \approx \rho_{500} H_{500} \quad (4-27)$$

H_{500} et ρ_{500} étant respectivement l'échelle de hauteur et la densité de l'oxygène atomique, constituant majoritaire, à 500 km ;

ii) les vitesses angulaires au-dessus de 500 km ne dépendent pas de l'altitude.

Le flux vertical à 500 km est alors obtenu par la relation :

$$\begin{aligned} (\rho W)_{500} = & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{500} H_{500}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho_{500} H_{500} U) \\ & + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho_{500} H_{500} V) \end{aligned} \quad (4-28)$$

C - Conservation de l'énergie.

L'équation de conservation de l'énergie a été analysée sous la forme

$$\frac{\rho c_v}{m} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} T \right) + p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-K \frac{\partial T}{\partial z} \right) = Q_{sol} + Q_{IR} \quad (4-29)$$

Dans le produit $\vec{C} \cdot \vec{\nabla} T$ apparaît le gradient méridional de température qui n'est pas obtenu dans une résolution locale et a dû être estimé à partir du modèle *Jacchia (1971)*. La conduction a été approchée par sa composante verticale, le flux de conduction horizontal étant négligeable.

Le coefficient de conduction K s'écrit (*Banks et Kockarts, 1973*):

$$\begin{aligned} K = & \alpha T^{0.69} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \text{K}^{-1} \\ \text{avec } \alpha = & \left[56 \{n(O_2) + n(N_2)\} + 75.9 n(O) \right] / \left[n(O_2) + n(N_2) + n(O) \right] \end{aligned} \quad (4-30)$$

Connaissant le profil vertical de température à un instant donné, on calcule les concentrations moyennant l'hypothèse de l'équilibre diffusif et le choix des conditions à la limite inférieure (équation 1-35) :

$$n_{\alpha} = n_{\alpha_o} \frac{T_o}{T} \exp \left\{ - \int_{120}^z \frac{m_{\alpha} g}{kT} dz \right\} \quad (4-31)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

i) à la limite inférieure (120 km) température et concentrations sont constantes (tableau 4-4);

T_{120} (K)	$(n_{\alpha})_{120} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$		
	N_2	O_2	O
390	0.38×10^{12}	0.54×10^{11}	0.14×10^{12}

Tableau 4-4 : Conditions à la limite inférieure utilisées dans la résolution de l'équation (4-29) : température T_{120} et concentrations d'azote et d'oxygène moléculaires et d'oxygène atomique constantes à 120 km.

ii) à la limite supérieure le flux de chaleur est nul, c'est-à-dire

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{500} = 0.$$

Au second membre de l'équation (4-29) apparaissent les termes source prépondérants explicités ci-dessous; Q_v et Q_{in} ont été négligés dans ce calcul, ce qui sera justifié par la suite :

i) Q_{sol} est la source d'énergie extérieure, correspondant au chauffage ultraviolet solaire, donnée par la relation (Isakov, 1971)

$$Q_{sol} = Q_{EUV} + Q_{UV} \quad (4-32)$$

avec

$$Q_{\Lambda} = \sum_{\alpha} \int_{\Lambda} \epsilon_{\alpha, \lambda} n_{\alpha} \sigma_{\alpha, \lambda} F_{\lambda} \exp \left\{ - \tau_{\lambda} \right\} d\lambda \quad (4-33)$$

où Λ désigne la gamme de longueur d'onde (EUV ou UV), λ la longueur d'onde, α l'espèce de constituant de concentration n_{α} , $\epsilon_{\alpha, \lambda}$

le facteur d'efficacité discuté ci-dessus, $\sigma_{\alpha,\lambda}$, les sections efficaces d'absorption tirées de *Banks et Kockarts (1973)*, F_{λ} est le flux solaire dans la gamme $(\lambda, \lambda + d\lambda)$: le produit ϵF_{λ} a été choisi en fonction de la normalisation décrite ci-dessous .

L'épaisseur optique τ_{λ} est calculée d'après l'expression

$$\tau_{\lambda} = \int_s \sum_{\alpha} n_{\alpha} \sigma_{\alpha,\lambda} ds \quad (4-34)$$

où s est le parcours dans la direction du soleil. On ramène l'intégrale sur s à une intégrale sur z à l'aide de la fonction *Chapman* :

$$\text{Ch}(\chi, z) = \frac{\int_0^{\infty} n ds}{\int_z^{\infty} n dz} \quad (4-35)$$

où χ est l'angle zénithal solaire; la fonction de *Chapman* a été calculée en intégrant numériquement l'expression (4-35) dans l'hypothèse d'une atmosphère sphérique isotherme ;

ii) la perte dans l'infrarouge Q_{IR} due à l'émission à 63μ de l'oxygène atomique est donnée par la relation établie par *Bates (1951)*

$$Q_{\text{IR}} = - n(0) \left[1.69 \times 10^{-18} \frac{\exp(-\frac{228}{T})}{1 + 0.6 \exp(-\frac{228}{T}) + 0.2 \exp(-\frac{326}{T})} \right] (\text{erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (4-36)$$

dans le cas d'une atmosphère optiquement mince. Cette approximation n'est justifiée qu'au-dessus de 150 km (*Kockarts et Peetermans, 1970*); le fait de surestimer la contribution de Q_{IR} au-dessous de 150 km sera discuté dans l'analyse des résultats.

D - Normalisation de la source solaire.

La méthode de normalisation est basée sur le schéma de calcul présenté ci-dessus (figure 4-7). On a donc calculé l'énergie solaire Q_{sol} déposée dans l'atmosphère de référence *Jacchia (1971)* en utilisant :

i) les flux EUV de *Banks et Kockarts (1973)* correspondant au minimum d'activité solaire, et affectés d'un facteur d'efficacité de 1. Ceci signifie que le *flux efficace* transformé en chaleur est de $1.7 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$;

ii) les flux UV de *Ackerman (1971)* affectés d'un facteur d'efficacité de 0.3, soit un flux efficace de $6.9 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$;

iii) les sections efficaces de photo-absorption rassemblées par *Banks et Kockarts (1973)*.

La figure (4-9) présente l'évolution journalière de Q_{sol} calculée à divers niveaux dans le cas d'équinoxe d'automne, à laquelle sont comparées celles obtenues pour la source Q_{ext} équilibrant le modèle *Jacchia (1971)* et le terme Q_{stat} discuté au paragraphe E suivant. Les valeurs moyennes de l'amplitude de variation de Q_{ext} et de Q_{sol} sont en accord satisfaisant. L'information est rassemblée, pour les quatre saisons dans la figure (4-10) où ont été portées les moyennes diurnes (sur la période d'ensoleillement, c'est-à-dire lorsque Q_{sol} n'est pas nul) $\overline{Q_{\text{ext}}}$ et $\overline{Q_{\text{sol}}}$ en fonction de l'altitude. On obtient pour chaque saison un bon parallélisme entre $\overline{Q_{\text{ext}}}$ et $\overline{Q_{\text{sol}}}$ jusqu'à des niveaux inférieurs à 150 km. Il apparaît par conséquent qu'un flux efficace EUV de $1.7 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ est nécessaire à l'équilibre énergétique du modèle *Jacchia (1971)*, auquel il faut ajouter un flux efficace UV de $6.9 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Au-dessus de 200 km l'influence du rayonnement UV sur le bilan énergétique est négligeable, et il est donc possible de discuter de la seule efficacité de chauffage du rayonnement EUV.

MODELE DE FLUX EUV <i>Banks et Kockarts (1973)</i>	FACTEUR D'EFFICACITE ϵ_{EUV}				
	SOLSTICE D'HIVER	EQUINOXE DE PRINTEMPS	SOLSTICE D'ETE	EQUINOXE D'AUTOMNE	MOYENNE ANNUELLE
FLUX MAXIMUM ($4.4 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.37	0.34	0.38	0.36	0.37
FLUX MOYEN HAUT ($3.4 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.49	0.45	0.50	0.47	0.48
FLUX MOYEN BAS ($2.3 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.73	0.67	0.74	0.70	0.71
FLUX MINIMUM ($1.7 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.99	0.88	1	0.94	0.95

Tableau 4-5 : Correspondance "Flux solaire - Facteur d'efficacité" compatible avec l'égalité $\overline{Q_{\text{ext}}} = \overline{Q_{\text{sol}}}$ à 300 km.

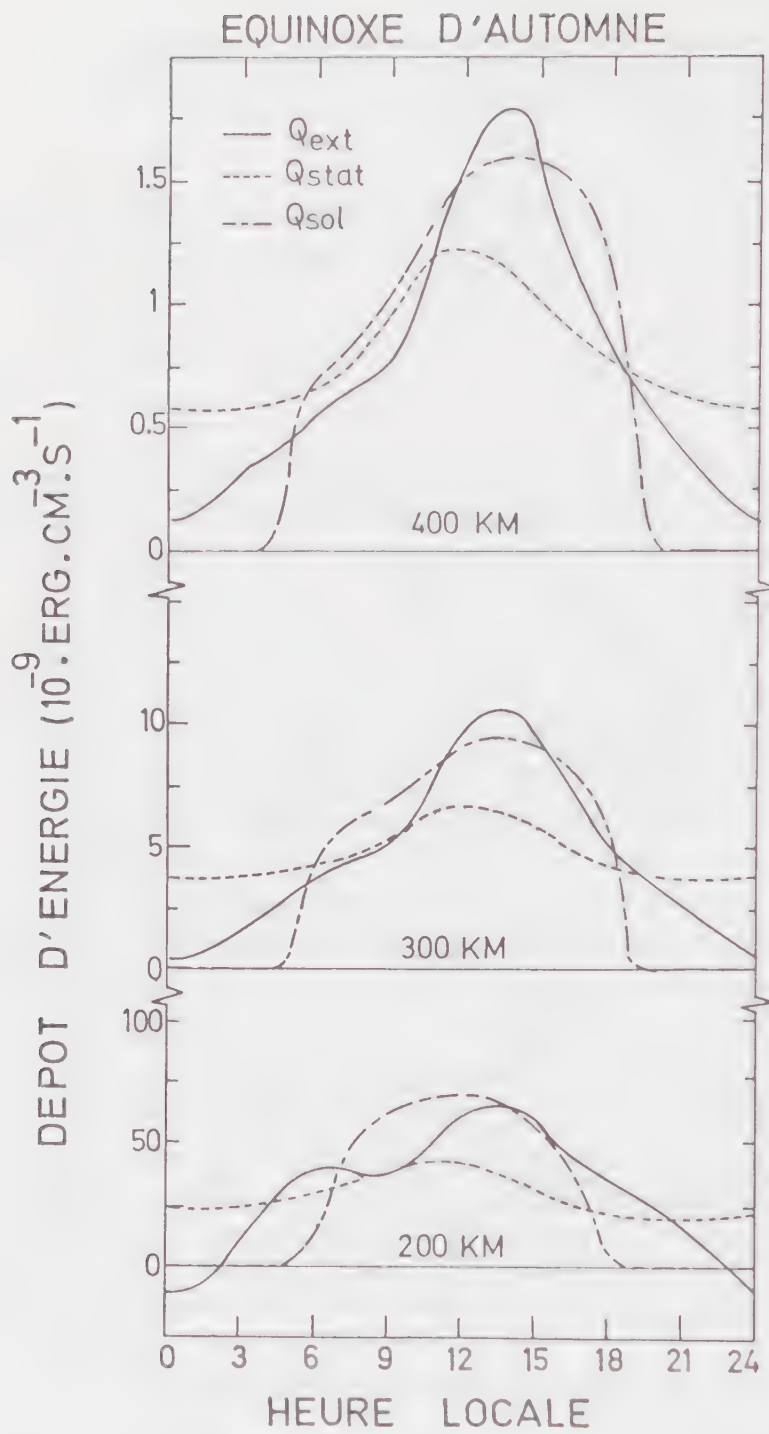


Figure 4-9 : Evolutions journalières comparées des termes Q_{ext} , Q_{stat} et Q_{sol} à 200, 300 et 400 km (équinoxe d'automne).

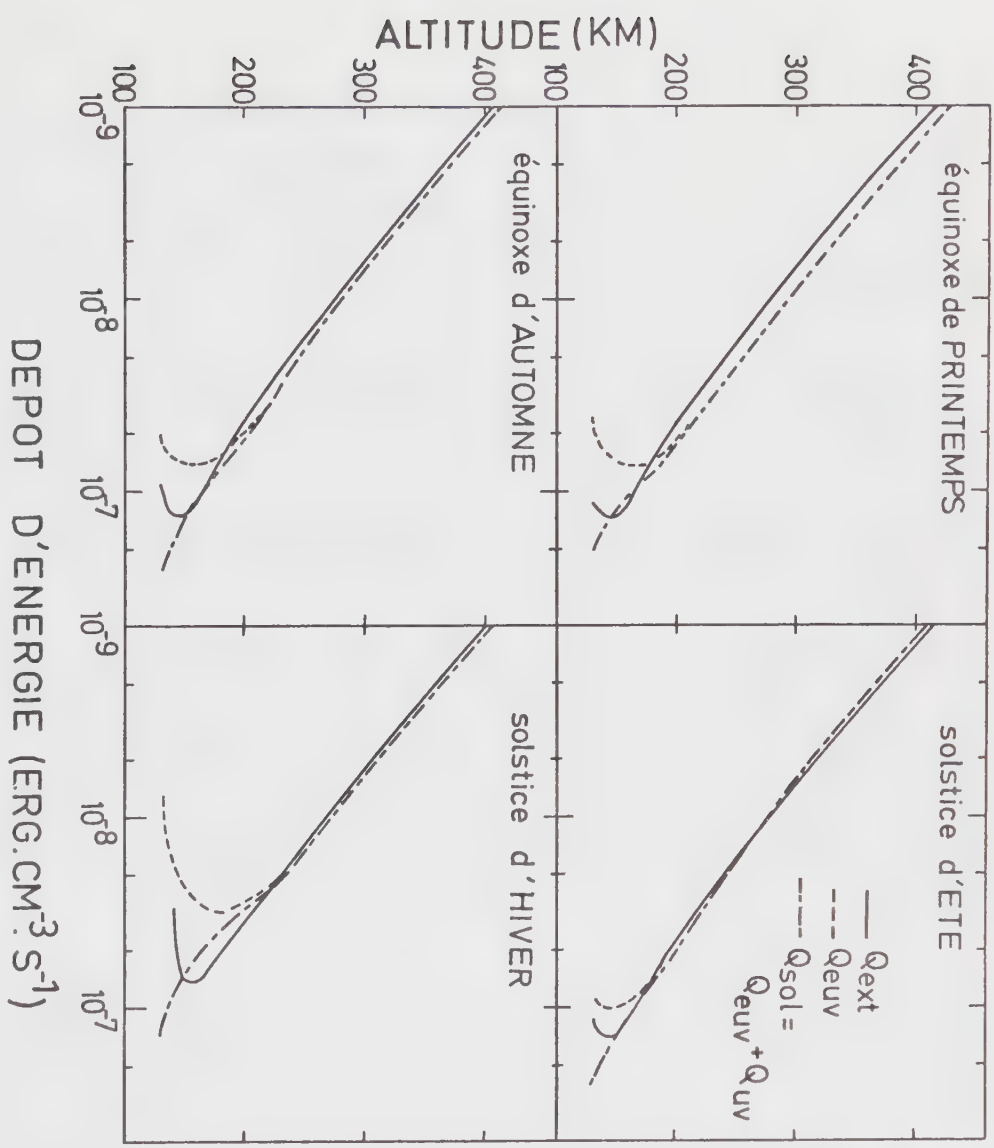


Figure 4-10 : Profils verticaux des moyennes diurnes de Q_{ext} et Q_{sol} pour les périodes de solstice et d'équinoxe - d'après Amageng et al., 1975.

Le flux efficace EUV utilisé correspond au *flux minimum de Banks et Kockarts (1973)*; le même résultat peut être obtenu avec les *flux moyen bas, moyen haut ou maximum* donnés par ces mêmes auteurs, en les affectant de facteurs d'efficacité appropriés. Le tableau (4-5) résume les couples de flux et de facteur d'efficacité nécessaires pour obtenir l'égalité de $\overline{Q}_{\text{ext}}$ et de $\overline{Q}_{\text{sol}}$ à 300 km.

Hinteregger (1970) a mesuré un flux total EUV de $2.3 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ qui correspond approximativement au flux moyen bas de *Banks et Kockarts (1973)*. Dans une récente communication sur des mesures effectuées en 1972, *Hinteregger (1975)* a montré que les flux observés dans la gamme de longueur d'onde supérieure à $630 \text{ \AA}$ ne présentent que de faibles écarts par rapport aux précédents, tandis que dans la gamme $630 - 280 \text{ \AA}$ les flux sont plus élevés de 30 à 60 % selon la longueur d'onde.

Schmidtke et al. (1974) ont obtenu (satellite AEROS A) un flux de $3.8 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit un flux intermédiaire entre le flux moyen haut et le flux maximum de *Banks et Kockarts (1973)*. Ces deux déterminations correspondent à des périodes d'activité solaire moyenne. Un débat s'est récemment ouvert quant à la nécessité de multiplier les flux de *Hinteregger (1970)*, qui servent de référence, par un facteur voisin de 2. *Lejeune (1973)*, *Roble et Dickinson (1973)*, *Swartz et Nisbet (1973)*, *Stolarski et al. (1975)*, *Roble (1975)*, *Straus et al. (1975)* suggèrent la multiplication des flux de *Hinteregger (1970)*, sur la base d'études théoriques et expérimentales des bilans énergétiques dans l'ionosphère ou dans l'atmosphère neutre; *Prasad et Furman (1974)* ont au contraire montré que les arguments avancés pour la multiplication des flux de *Hinteregger (1970)* par 2 ne sont pas, du point de vue du bilan énergétique de l'ionosphère, suffisamment étayés pour être convaincants.

Roble (1975), *Straus et al. (1975)* qui ont considéré le bilan énergétique de l'atmosphère neutre ont obtenu ou utilisé un facteur d'efficacité de 0.35 environ ce qui conduit, après multiplication des flux de *Hinteregger (1970)* par 2, à un flux solaire efficace de $1.6 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il est évident que l'utilisation d'un facteur d'efficacité de 0.7 conduit au même résultat sans modification des flux d'*Hinteregger (1970)*. Notons par conséquent que notre résultat est comparable à ceux des différents auteurs précités mais qu'il n'est pas permis, dans l'état actuel des connaissances sur le facteur d'efficacité, de trancher le débat; une telle incertitude pourra être levée

lorsque sera entreprise une étude de la compatibilité des divers facteurs d'efficacité de chauffage des neutres, de création des photoélectrons, d'ionisation, de dissociation et d'excitation.

E - Rôle des transports dans le bilan énergétique total.

Dans l'équation (4-7) , il est possible de séparer la contribution des transports et de la considérer comme un terme source comparable à la source solaire.

Explicitons tout d'abord le terme source Q:

$$Q = Q_{\text{ext}} + Q_{\text{IR}} + Q_v + Q_{\text{in}} \quad (4-37)$$

où les termes du membre de droite de l'équation sont respectivement la source extérieure (solaire), les pertes par infrarouge, la source due à la viscosité et celle due aux échanges ions-neutres. Ce dernier terme peut être séparé en une contribution thermique L_{in} et une contribution dynamique (friction) F_{in} (voir le chapitre 1, équations 1-65 à 1-67).

On peut maintenant rassembler tous les termes dynamiques dans l'expression

$$D_{\text{tot}} = Q_v + F_{\text{in}} + D \quad (4-38)$$

avec

$$D = - \frac{\rho c_v}{m} \vec{C} \cdot \vec{\nabla} T - p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} \quad (4-39)$$

Il nous sera utile par la suite de décomposer le terme D en effets de *convection* (D_{conv}) ou de *divergence* (D_{div}) :

$$D_{\text{conv}} = - \frac{\rho c_v}{m} \vec{C} \cdot \vec{\nabla} T \quad (4-40)$$

$$D_{\text{div}} = - p \vec{\nabla} \cdot \vec{C} \quad (4-41)$$

ou encore en effets de transports *horizontaux* (D_h) ou *verticaux* (D_v) :

$$D_h = - \frac{\rho c_v}{m} \vec{C}_h \cdot \vec{\nabla}_h T - p \vec{\nabla}_h \cdot \vec{C}_h \quad (4-42)$$

$$D_v = - \frac{\rho c_v}{m} W \frac{\partial T}{\partial z} - p \frac{\partial W}{\partial z} \quad (4-43)$$

EQUINOXE D'AUTOMNE 300 KM

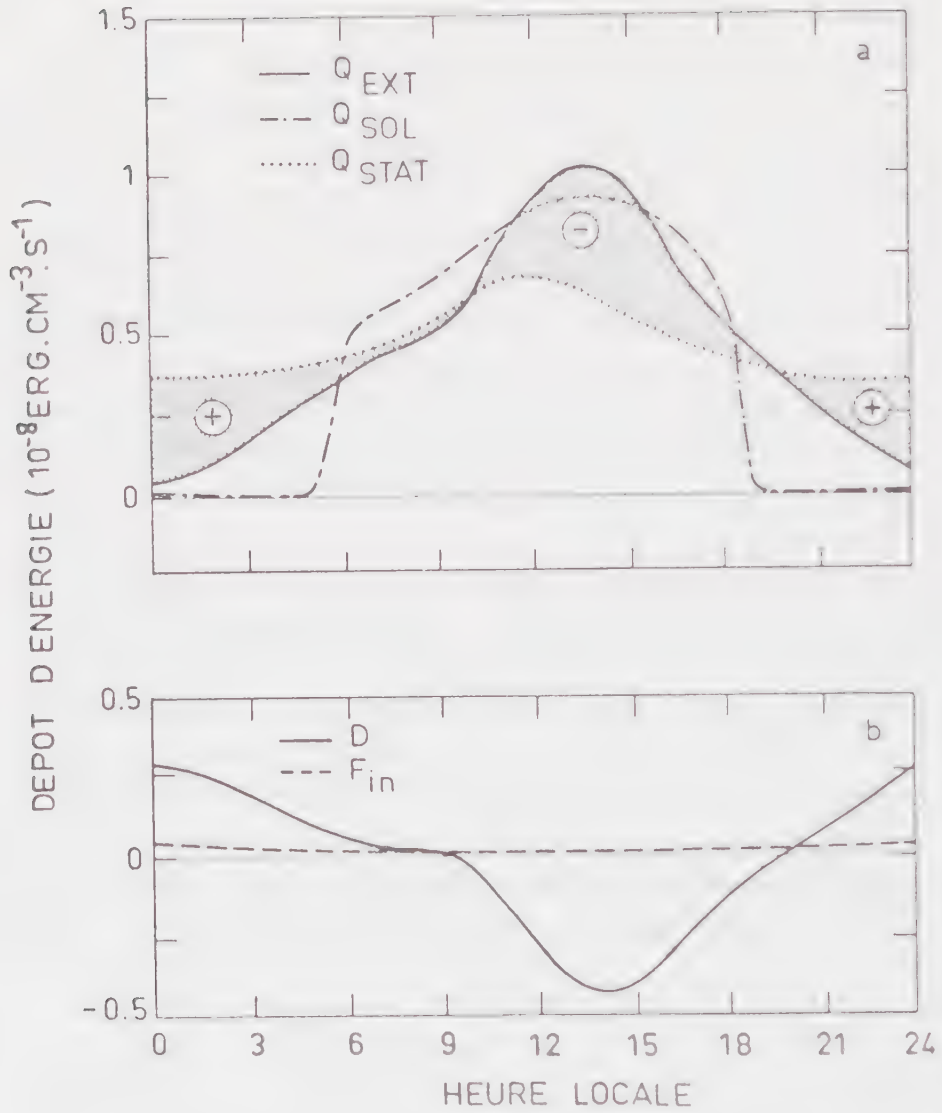


Figure 4-11 : Evolution journalière comparée à 300 km (équinoxe d'automne) a) de Q_{ext} , Q_{sol} et Q_{stat} : la zone grisée représente l'apport (+) ou la perte (-) d'énergie dûs aux processus dynamiques b) de D et F_{in} .

avec la double égalité

$$D = D_{\text{conv}} + D_{\text{div}} = D_h + D_v \quad (4-44)$$

L'équation (4-7) s'écrit alors

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{\partial T}{\partial t} = Q_{\text{ext}} + Q_{\text{IR}} + L_{\text{in}} + Q_c + D_{\text{tot}} \quad (4-45)$$

Dans un travail antérieur (*Amayenc et al.*, 1975) on a montré que Q_v est faible devant D et peut en conséquence être négligé. Le dépôt d'énergie L_{in} , intégré sur l'altitude est de $7 \times 10^{-2} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour des conditions ionosphériques moyennes; le transfert d'énergie F_{in} intégré sur l'altitude est du même ordre de grandeur. La contribution de L_{in} au bilan énergétique de la thermosphère est donc de l'ordre de 4 % du chauffage solaire et nous pourrions considérer que cette source est implicitement prise en compte par le facteur d'efficacité discuté auparavant : l'apport dû à la friction étant également d'environ 4 % de l'énergie solaire déposée, peut être négligé en première approximation.

Si l'on rassemble les termes non dynamiques autres que le terme source solaire dans l'expression

$$Q_{\text{stat}} = \frac{\rho c_v}{m} \frac{\partial T}{\partial t} - Q_c - Q_{\text{IR}} \quad (4-46)$$

où la contribution des ions est négligée, l'équation de l'énergie s'écrit sous forme condensée :

$$Q_{\text{ext}} + D_{\text{tot}} - Q_{\text{stat}} = 0 \quad (4-47)$$

tous les termes définissant Q_{stat} pouvant être calculés à partir du modèle et ceux définissant D_{tot} étant évalués à l'aide de la résolution des équations de mouvement et de continuité.

La figure (4-11 a) reprend l'évolution journalière de Q_{ext} à 300 km pour l'équinoxe d'automne (figure 4-9) comparée à celle de la source solaire théorique Q_{sol} correspondante et du terme Q_{stat} . La zone en grisé représente la contribution de D_{tot} qui se comporte par conséquent comme une source d'énergie la nuit (+) et une perte le jour (-). L'évolution journalière de D et de F_{in} est donnée dans la figure (4-11 b); le terme Q_v étant négligeable

n'est pas porté dans cette figure. L'essentiel du terme D_{tot} provient donc du terme D : cette figure met en évidence l'importance des transports d'énergie par les vents neutres dans le bilan énergétique de l'atmosphère neutre.

Il n'en reste pas moins des différences entre Q_{ext} et Q_{sol} que nous discuterons lorsque nous aurons approfondi l'influence des transports sur la température neutre dans la thermosphère.

F - Discussion.

Du point de vue de la résolution numérique, l'équation de l'énergie (4-29) et les deux équations en U et V (4-18 et 4-19) sont analogues : ce sont en effet des équations aux dérivées partielles de type parabolique. Cependant les conditions de résolution des équations de mouvement sont plus simples; en effet les coefficients sont indépendants des inconnues U et V . Au contraire les coefficients intervenant dans l'équation de l'énergie dépendent explicitement de la température (coefficient de conduction par exemple), ou implicitement (ρ , p , Q_{sol} , Q_{IR}). L'équation de l'énergie a donc une structure non linéaire : alors que les équations de mouvement nécessitent moins de 48 heures d'itération pour converger vers une solution stationnaire, l'équation de l'énergie demande 4 à 6 jours d'itération.

La résolution numérique d'équations aux dérivées partielles de type parabolique est un sujet de recherche actuel pour les mathématiciens. La convergence vers la solution exacte de la méthode de différences finies, employée ici, n'a été prouvée que pour les équations à coefficients constants, ou pour certaines formes d'équations non linéaires (*Lions, 1959*). Il est donc opportun de vérifier à *posteriori* la validité de la méthode numérique; pour cela on a cherché à résoudre l'équation

$$\frac{\rho c_v}{m} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-K \frac{\partial T}{\partial z} \right) - Q_{\text{IR}} = Q_{\text{stat}} \quad (4-48)$$

dans laquelle la source Q_{stat} (relation 4-46) est évaluée numériquement à l'aide du modèle *Jacchia (1971)*. On a pu ainsi vérifier que les résultats obtenus sur la température neutre sont identiques au modèle définissant Q_{stat} ; ceci permet de penser que la méthode numérique employée est bien adaptée à la résolution d'équations non linéaires à coefficients variables et d'extrapoler cette conclusion à la résolution des équations complètes du mouvement et de l'énergie.

II-3- ANALYSE DES RESULTATS.

Nous illustrerons les variations à long et court termes en étudiant les variations journalières des journées spécifiques d'équinoxe ou de solstice. Cependant, pour alléger la présentation, une seule journée sera présentée pour illustrer un comportement général commun à chaque saison; dans cette optique la journée de solstice d'été a été choisie en fonction de deux critères :

- i) c'est en été que les données ionosphériques sont obtenues à basse altitude sur des périodes les plus longues,
- ii) les périodes de solstice présentent une stabilité plus grande, pour certaines composantes comme la phase semi-diurne de la température, que les périodes d'équinoxe.

L'analyse des vents neutres horizontaux obtenus à partir du modèle *Jacchia (1971)* et des données ionosphériques de *Saint-Santin* est détaillée par *Amayenc (1975)*. Aussi la figure (4-12) n'est-elle présentée ici que pour mémoire : elle montre l'évolution journalière du vent neutre méridional (U, positif vers l'équateur), du vent neutre zonal (V, positif vers l'est), de la composante verticale W correspondante (positive vers le haut) et de la vitesse W_B des isobares (relation 1-43), pour diverses altitudes.

La vitesse W_B n'a été introduite par *Harris et Priester (1962)* puis par d'autres auteurs (*Lagos et Mahoney, 1967; Stubbe, 1970*) que pour tenir compte des transports induits par les variations locales de température (ou de pression), autrement dit par la respiration thermique de l'atmosphère. Cet artifice a conduit *Dickinson et Geisler (1968)* puis *Rishbeth et al. (1969)* à définir la vitesse de divergence, complémentaire à W_B , pour assurer la continuité de la masse.

$$W = W_B + W_D \quad (4-49)$$

SOLSTICE D'ETE

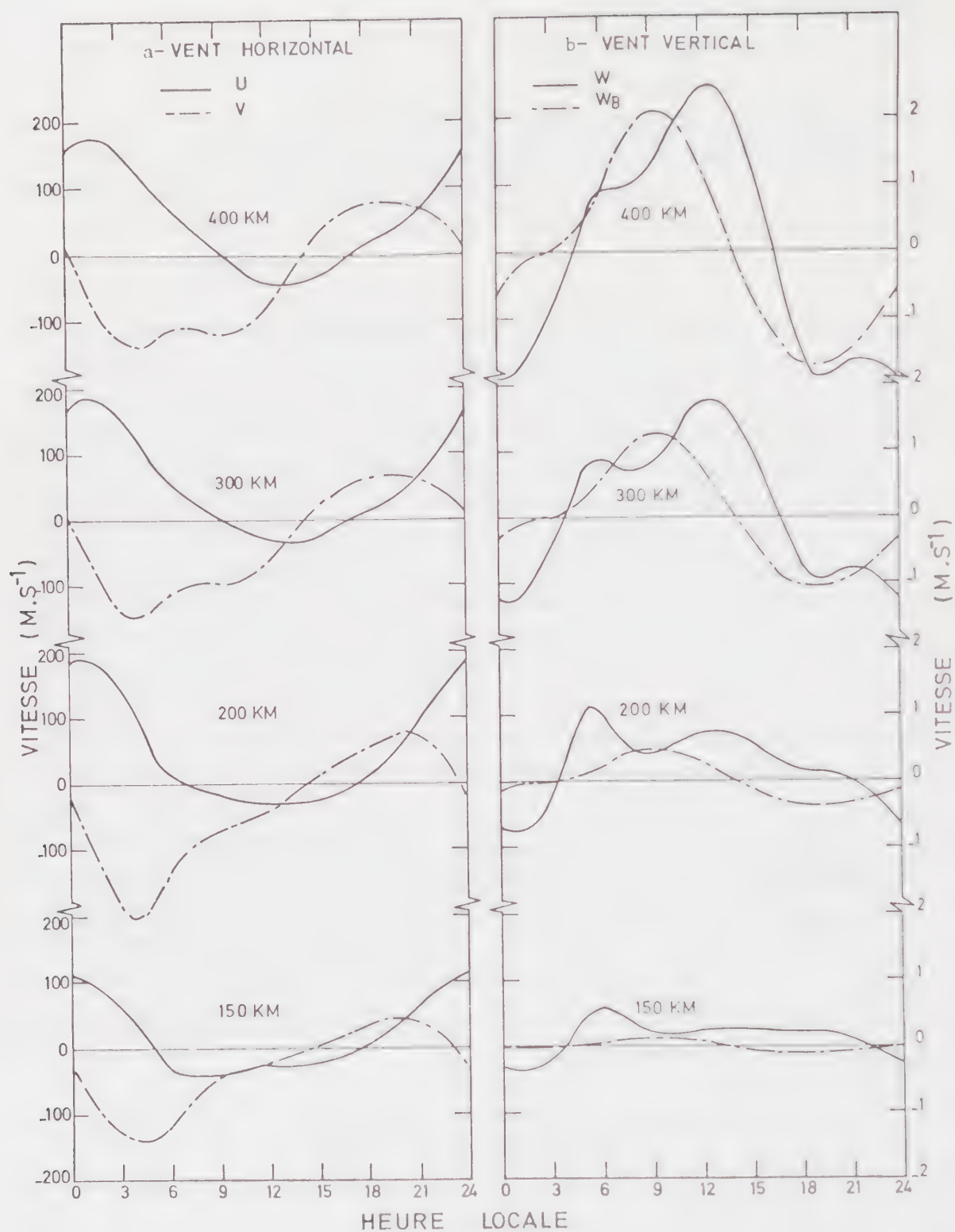


Figure 4-12 : Evolution journalière à diverses altitudes (solstice d'été) :
a) des composantes méridionale (U) et zonale (V) du vent neutre déduit du modèle Jacchia (1971) - d'après Amayenc (1975).
b) de la composante verticale (W) correspondante et de la vitesse verticale de respiration (W_B).

Il n'y a pas, en fait, de réel intérêt à séparer le mouvement vertical en vitesse de respiration et vitesse de divergence si l'on s'intéresse au bilan énergétique total ; de plus W_B est défini par la relation (1-43) dans l'hypothèse que la masse moléculaire moyenne est constante, hypothèse qui n'est pas vérifiée dans un gaz composite en équilibre diffusif. Néanmoins il est possible d'obtenir W_D à partir de la figure (4-12) pour la comparer à celle analysée par *Rishbeth et al.* (1969) . On peut alors vérifier que les résultats sont semblables.

La vitesse totale W obtenue est positive (vers le haut) dans la journée à toute altitude, et négative (vers le bas) la nuit. Son module, qui décroît sensiblement avec l'altitude, est inférieur d'un facteur 100 environ à celui du vent horizontal : ceci justifie donc à *posteriori* le fait d'avoir négligé d'une part les mouvements verticaux dans les équations du mouvement horizontal, d'autre part le terme $\frac{2W}{r}$ dans l'intégration de l'équation de continuité.

Sur le plan énergétique, une vitesse verticale vers le haut refroidit le gaz par détente adiabatique, et inversement : ainsi les vents W obtenus contribuent à un refroidissement dans la journée et un réchauffement la nuit. Cet aspect sera mis en évidence lors de la résolution de l'équation de l'énergie.

Il est intéressant auparavant de juger de l'influence des données expérimentales de vent méridional et d'atmosphère neutre sur le calcul. La connaissance de U évite la résolution de l'équation méridionale du vent neutre, et par conséquent évite la définition des gradients de pression méridionaux, inaccessibles par une mesure locale. Cet écueil ne peut pas être évité dans l'intégration de l'équation de continuité où la dérivée méridionale du flux de matière doit être calculée :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\rho U) = \rho \frac{\partial U}{\partial \theta} + U \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \quad (4-50)$$

Pour que le calcul puisse se poursuivre, deux termes doivent être évalués indépendamment à l'aide d'un modèle global d'atmosphère neutre tel

SOLSTICE D'ETE

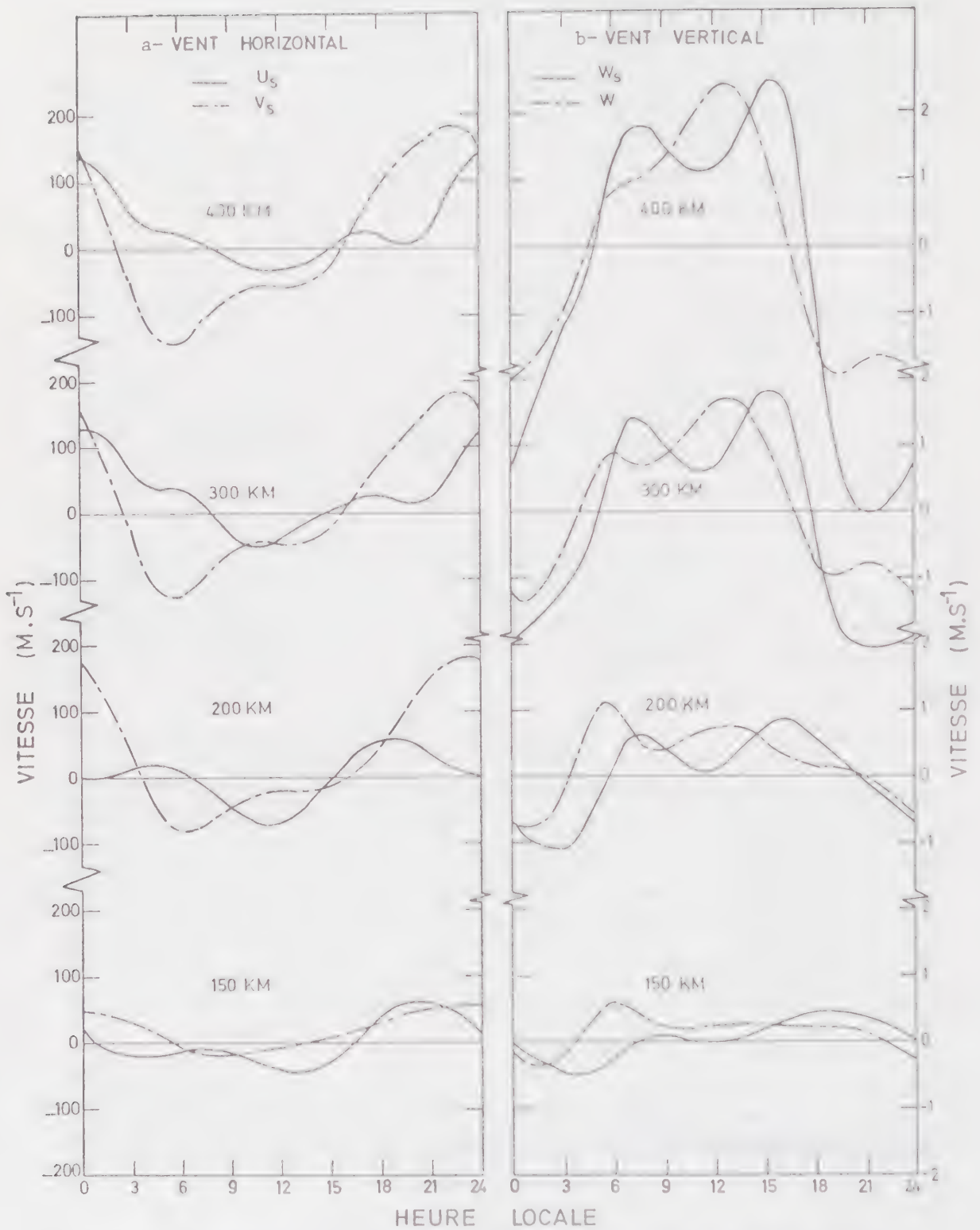


Figure 4-13 : Evolution journalière à diverses altitudes (solstice d'été):
 a) des composantes méridionale (U_s) et zonale (V_s) du vent neutre déduit du modèle expérimental;
 b) de la composante verticale (W_s) correspondante comparée à la composante verticale (W) obtenue à l'aide du modèle Jacchia (1971) (figure 4-12 b).

celui de *Jacchia (1971)* ; la cohérence du calcul s'en trouve alors altérée et il n'est pas d'un grand intérêt de le poursuivre; mais les doutes qu'on a pu avoir sur la réalité physique de l'évolution diurne de l'oxygène atomique nous ont poussé à vérifier si cette variation n'est pas en contradiction formelle avec les lois de l'hydrodynamique.

Le modèle d'atmosphère neutre construit comporte deux constituants, l'oxygène atomique et l'azote moléculaire.

L'oxygène atomique est défini à 200 km par le modèle discuté au chapitre 3 ; sa distribution verticale est obtenue par intégration en altitude de la loi d'équilibre diffusif à l'aide du modèle de température neutre ($T_{\infty,s}$) et de la relation de *Bates (1959)* (ce modèle est extrapolé entre 200 et 120 km). L'azote moléculaire est considéré comme constant à 120 km et sa distribution verticale est obtenue par la même méthode que pour l'oxygène atomique. Les dérivées méridionales de ρ et de U dans (4-50) sont calculées à partir du modèle *Jacchia (1971)*.

La figure (4-13) reprend l'évolution diurne du vent neutre horizontal dans les mêmes conditions que pour la figure (4-12) ; mais ici le vent méridional U est déduit des mesures, et le vent zonal est calculé connaissant U et le modèle d'évolution journalière de N_2 et de O . Nous n'analysons pas ici les écarts discutés par *Amayenc (1975)* entre la composante méridionale du vent neutre obtenue expérimentalement et celle déduite du modèle *Jacchia (1971)* ; remarquons seulement que le vent méridional expérimental a une amplitude d'évolution journalière sensiblement réduite et des heures de renversement modifiées. La composante zonale est assez peu modifiée quant à son amplitude de variation, mais les heures de renversement sont changées d'une à deux unités.

Le vent vertical correspondant est porté figure (4-13) et comparé à celui obtenu avec le modèle *Jacchia (1971)* . Il est remarquable que les lignes générales de la vitesse verticale sont conservées, en particulier son ordre de grandeur, quelques mètres par seconde, et son évolution journalière conduisant à un réchauffement la nuit et un refroidissement le jour. Malgré les remarques restrictives mentionnées ci-dessus sur ce calcul, il est satisfaisant de constater que les données expérimentales et en particulier les variations rapides des concentrations d'oxygène atomique, ne conduisent pas à des mouvements de l'atmosphère neutre irréalistes.

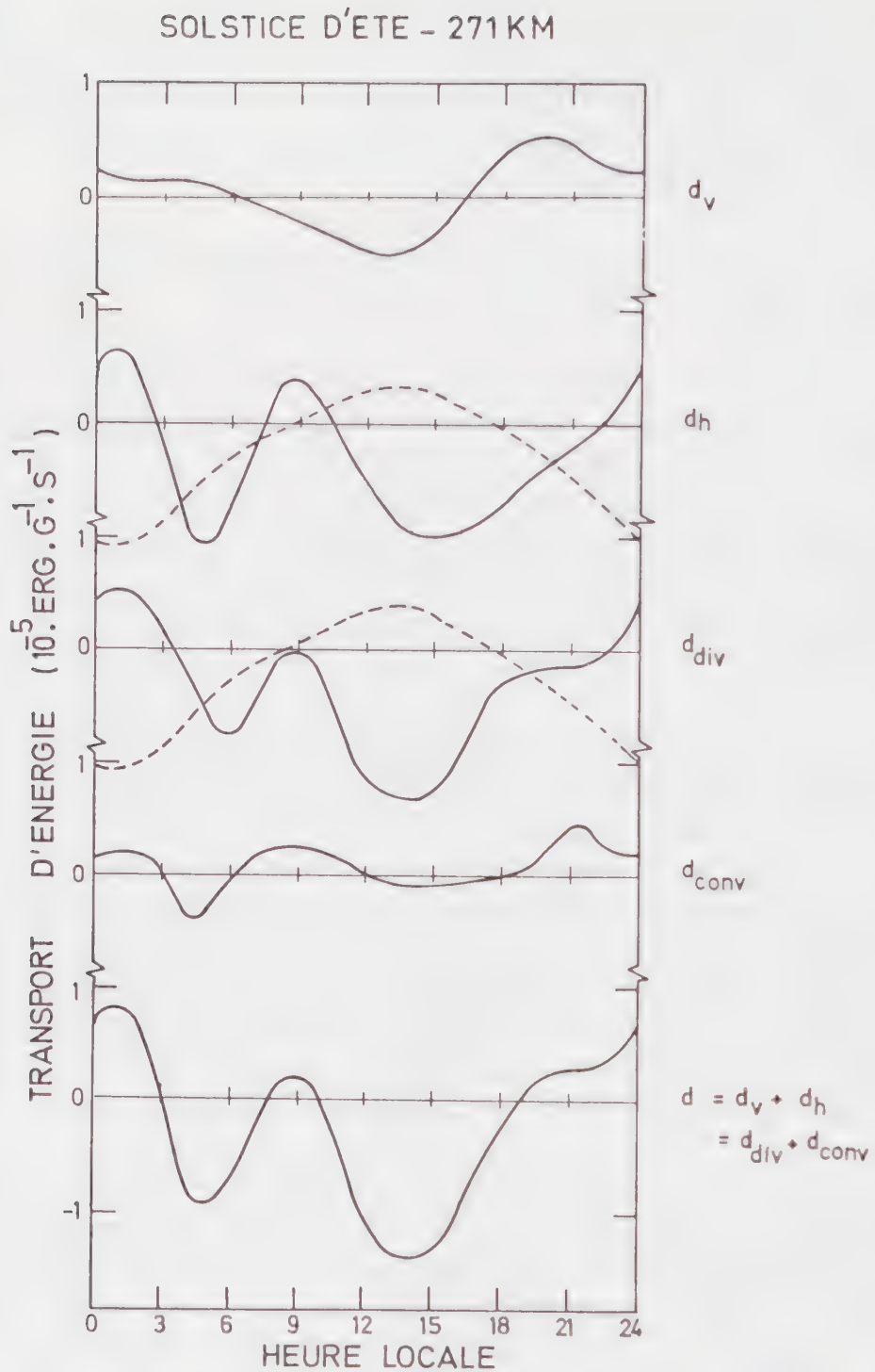


Figure 4-14 : Evolution journalière à 271 km (solstice d'été) des divers termes entrant dans la définition du transport d'énergie d . La contribution du terme $\frac{P}{r} \frac{U}{r \cdot \text{tg } \theta}$ dans d_{div} ou dans d_h apparaît en trait tireté.

Il est toutefois très hasardeux de vouloir poursuivre ce calcul plus avant dans le cadre du modèle expérimental, d'autant que les termes calculés à partir d'un modèle "extérieur" (et en particulier $\frac{\partial U}{\partial \theta}$) n'ont pas une influence négligeable sur le bilan énergétique, comme on va pouvoir le constater dans le prochain paragraphe. Nous utiliserons donc, pour la suite, le modèle *Jacchia (1971)*.

A -Influence respective des termes de transport comparés à la source solaire.

Afin de faciliter les comparaisons, les divers termes source d'énergie sont écrits ci-dessous par unité de masse et désignés par les lettres minuscules :

$$\left. \begin{aligned} q_{sol} &= \frac{1}{\rho} Q_{sol} \\ d &= d_{conv} + d_{div} = d_h + d_v = \frac{1}{\rho} D \end{aligned} \right\} \quad (4-51)$$

Les termes dynamiques sont explicités ci-dessous :

$$\left. \begin{aligned} d_{conv} &= - \frac{c_v}{m} \left(U \frac{\partial T}{\partial \theta} + V \frac{\partial T}{\partial \phi} + W \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ d_{div} &= - \frac{kT}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{U}{r \tan \theta} + \frac{\partial V}{\partial \phi} + \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{2W}{r} \right) \\ \text{où } \frac{2W}{r} &\text{ peut être négligé,} \\ d_h &= - \frac{c_v}{m} \left(U \frac{\partial T}{\partial \theta} + V \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) - \frac{kT}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{U}{r \tan \theta} + \frac{\partial V}{\partial \phi} \right) \\ d_v &= - \frac{c_v}{m} \left(W \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{kT}{m} \left(\frac{\partial W}{\partial r} + \frac{2W}{r} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4-52)$$

Les variations journalières de ces différents termes sont présentées figure (4-14) dans le cas d'été à 271 km. Température et concentrations sont obtenues par la résolution numérique de l'équation de l'énergie. Cette figure montre qu'à 271 km les échanges d'énergie par convection d_{conv} sont faibles devant ceux dûs à la divergence des vents d_{div} : il faut ensuite noter

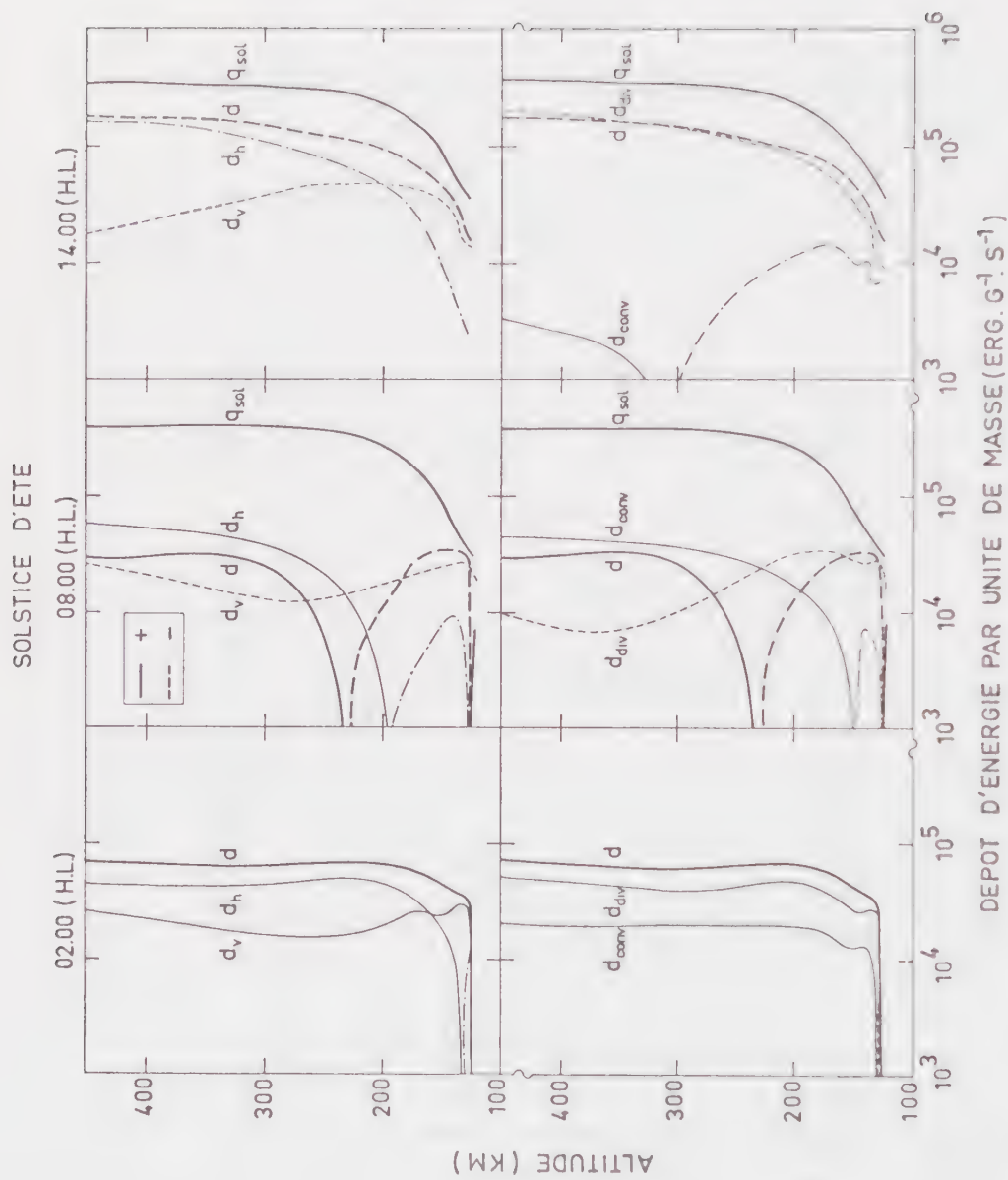


Figure 4-15 : Distributions verticales pour trois heures locales (solstice d'été)
des termes :
 q_{sol} , d_v et d_h (partie supérieure de la figure),
 q_{sol} , d , d_{div} et d_{conv} (partie inférieure de la figure).
 Les sources d'énergie sont matérialisées par des traits pleins, les
 pertes par des traits discontinus.

l'importance du terme $\frac{U}{rtg\theta}$ dans d_{div} ou dans d_h ; ce terme contribue à modérer l'effet de la divergence horizontale et se comporte comme une perte de chaleur la nuit et un gain le jour : cela montre que pour la thermosphère le calcul de la divergence des vents doit être fait dans un référentiel sphérique, l'approximation d'une atmosphère localement plane ne pouvant se justifier dans ce cas.

Globalement l'effet des transports est un processus de refroidissement le jour et de réchauffement la nuit ; il faut cependant remarquer qu'à 271 km il ne s'agit pas simplement de l'action du vent vertical mais plutôt du résultat de la convergence ou de la divergence du vent neutre total. Cette conclusion semble en contradiction avec celle de *Bailey et Moffett (1972)* qui mettent l'accent sur le rôle des transports verticaux ; mais dans leur travail l'utilisation de l'équation (4-11) et l'oubli des vents méridionaux font que d'une part certains termes de transport sont implicitement pris en compte dans l'écriture de l'équation, d'autre part l'effet, important, des vents méridionaux est négligé : ceci a pour conséquence d'accentuer artificiellement l'influence respective des transports verticaux.

Pour préciser le rôle global des transports dans le bilan énergétique total la distribution en altitude des divers termes de transport (d), convection (d_{conv}), divergence (d_{div}), transport horizontal (d_h) et vertical (d_v) est présentée dans la figure (4-15) pour trois heures particulières d'une journée d'été. A toute heure l'effet global des transports horizontaux est prépondérant au-dessus d'environ 200 km, tandis qu'au-dessous le mouvement vertical domine ; généralement le terme de divergence prédomine sur toute la gamme d'altitude, l'action des transports convectifs étant faible : cependant cette tendance peut s'inverser à certaines heures (8 heures locales par exemple).

L'information globale fournie par la figure (4-15) peut être résumée dans les conclusions suivantes :

- i) l'action des transports d'énergie sur le bilan thermique total est en moyenne comparable, sur toute la gamme d'altitude, au dépôt d'énergie solaire : le rapport d/q_{sol} est d'environ 30 à 50 % mais peut atteindre 100 % à basse altitude, et ceci malgré la décroissance générale de l'amplitude des vents avec l'altitude ;

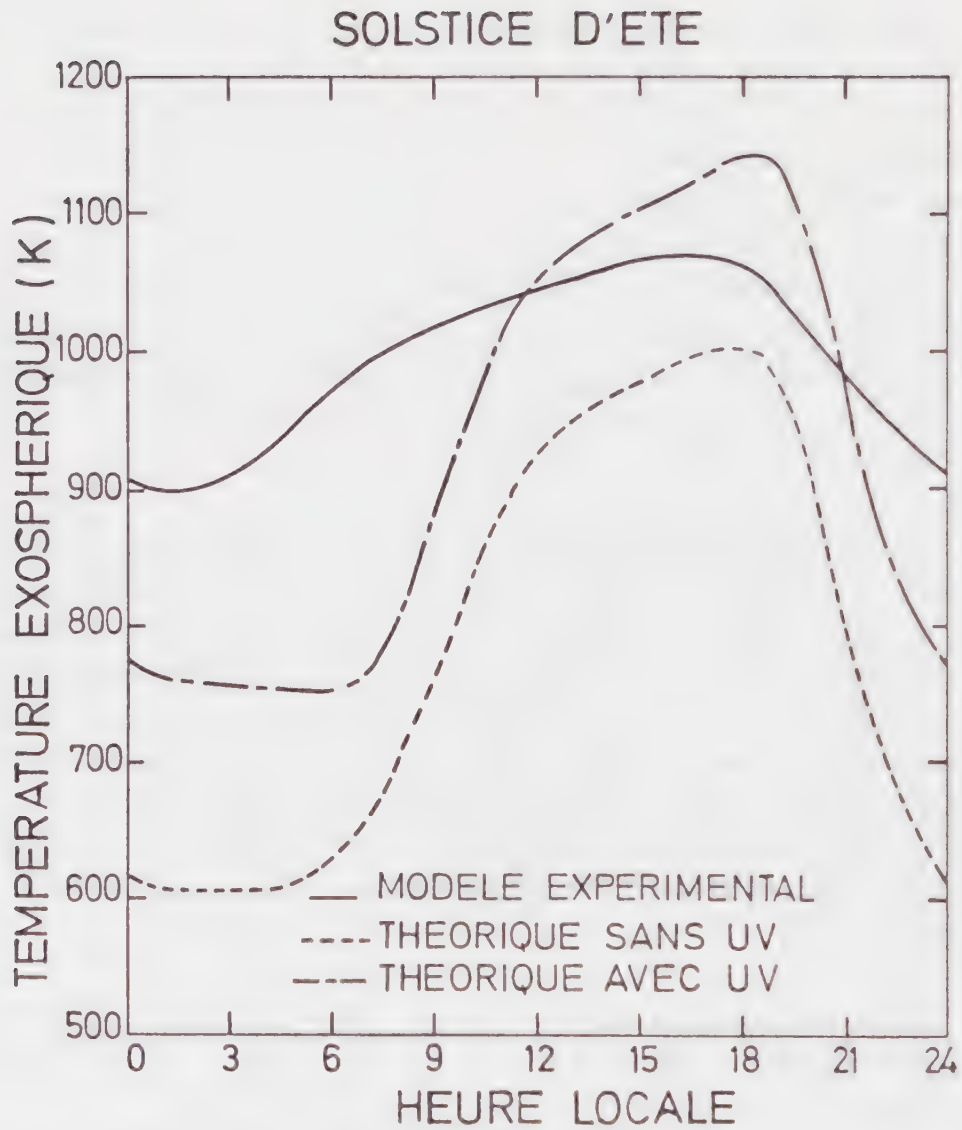


Figure 4-16 : Variations journalières de la température exosphérique (solstice d'été) calculées avec et sans flux solaire UV, et comparées au modèle expérimental.

ii) les mouvements horizontaux ont une contribution prépondérante à haute altitude, les mouvements verticaux à basse altitude; le principal effet est dû à la divergence des vents neutres plutôt qu'aux transports convectifs.

B - Influence du flux solaire.

Nous allons tout d'abord chercher à montrer l'influence du rayonnement UV sur le bilan thermique général, et plus précisément sur la température exosphérique. La figure (4-16) présente l'évolution journalière de la température exosphérique théorique obtenue en tenant compte ou non du flux UV solaire, comparée au modèle empirique obtenu à *Saint - Santin* ; si l'on considère le niveau moyen des températures exosphériques obtenues (l'amplitude de la variation journalière sera discutée plus loin) il est clair que l'influence du rayonnement UV est de relever la température de près de 200 K . Ceci montre la nécessité de la prise en compte de ce rayonnement, bien qu'il soit en grande partie absorbé au-dessous de la limite inférieure que l'on s'est fixée, si l'on veut pouvoir reproduire les températures exosphériques moyennes.

Le flux UV étant stable par rapport à l'activité solaire, nous le considérerons comme constant par la suite. L'influence de variations du rayonnement EUV est un sujet délicat : il a été démontré (*Amayenc, 1974 ; Amayenc 1975*) que ces variations entraînent des modifications du vent méridional observé, en particulier de sa valeur moyenne : on ne peut donc pas juger d'une manière absolue de l'effet de ces variations sur la température exosphérique par une simple modification arbitraire du flux solaire utilisé; néanmoins cela

FACTEUR MULTIPLICATIF DE Q_{EUV}	$\bar{T}$ (K)	T_{max} (K)	T_{min} (K)	$A_{24} = \frac{T_{max} - T_{min}}{2}$ (K)
1.2	1066	1315	845	235
1	929	1140	750	195
0.8	795	975	655	160

Tableau 4-6 : Influence d'une variation de flux solaire EUV de $\pm 20\%$ sur la moyenne $\bar{T}$, sur les valeurs maximum T_{max} et minimum T_{min} et sur l'amplitude journalière A_{24} de la température exosphérique théorique (le calcul est effectué pour le solstice d'été).

nous permettra de donner l'ordre de grandeur de la dépendance de T_{∞} avec le flux solaire. Le tableau (4-6) résume les caractéristiques de la température exosphérique pour des variations de flux EUV de 20 % de part et d'autre du flux moyen utilisé.

Si on suppose que la variation de T_{∞} est presque linéaire sur cette plage de variation de Q_{EUV} et comme le flux solaire correspond à un indice $\bar{F}$ d'environ 125, la relation entre T_{∞} et $\bar{F}$ s'écrit

$$T_{\infty} \approx 253 + 5.4 \bar{F} \quad (\text{K}) \quad (4-53)$$

ce qui est assez comparable à celle obtenue pour les températures observées :

$$T_{\infty} \approx 510 + 3.5 \bar{F} \quad (\text{K}) \quad (\text{chapitre 3 - Tableau 3-1})$$

La dépendance avec $\bar{F}$ est cependant plus forte que pour les données expérimentales, ce que nous tenterons d'interpréter un peu plus loin.

De même l'influence des variations de flux solaire sur l'amplitude de variation de la température exosphérique, que nous caractérisons ici par la demi différence des températures extrêmes, est donnée par la relation :

$$A_{24} = 10 + 1.5 \bar{F} \quad (\text{K}) \quad (4-54)$$

la dépendance avec $\bar{F}$ est plus importante d'un facteur 2 que dans la relation observée :

$$A_{24} = 18 + 0.64 \bar{F} \quad (\text{K}) \quad (\text{chapitre 3- relation 3-6})$$

Toutefois, l'amplitude théorique est également plus forte d'un facteur voisin de 2 que celle observée : réduire cette amplitude (paragraphe D ci-dessous) conduit donc à réduire l'écart entre les relations (4-54) et (3-6).

C - Variations saisonnières de la température.

Les équations ont été résolues pour les deux solstices et pour l'équinoxe d'automne en imposant tout d'abord le vent neutre nul dans l'équation de l'énergie ($\vec{C} = 0$, hypothèse que nous appellerons *cas sans dynamique*) puis en utilisant le vent neutre obtenu par la résolution des équations de mouvement et de continuité (*cas avec dynamique*).

La figure (4-17) présente les températures exosphériques obtenues avec ou sans dynamique en fonction de l'heure locale, comparées au modèle empirique établi au chapitre 3. Dans le cas sans dynamique la variation saisonnière de la température exosphérique est très importante : les températures moyennes évoluent de 1300 K en été à 610 K en hiver, soit 690 K de variation saisonnière alors que les températures observées ne varient que de 100 K. Lorsque les mouvements sont pris en compte, l'excursion saisonnière est considérablement réduite : en été les températures du cas sans dynamique sont réduites de 350 K environ par l'action des vents neutres, tandis qu'en hiver elles sont relevées de 100 K. On obtient ainsi une variation saisonnière de 200 K, c'est-à-dire plus proche de celle observée; elle reste cependant encore trop forte d'un facteur 2. Il faut ensuite noter que les températures théoriques sont plus faibles que celles observées d'environ 65 K en été, 180 K en automne et 180 K en hiver, soit à peu près 125 K en moyenne annuelle.

Si on attribue cet écart à la seule efficacité de chauffage du rayonnement EUV solaire, la relation (4-53) indique qu'il suffit de relever le facteur d'efficacité de 20 %, ou le flux EUV efficace de $0.3 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour obtenir un accord satisfaisant; de même la variation saisonnière pourrait être ramenée à celle observée par une modulation annuelle *ad hoc* de $\pm 10 \%$ du facteur d'efficacité. De telles modifications, plausibles si l'on se réfère aux incertitudes sur le facteur d'efficacité et sur le flux solaire, ne peuvent être écartées *a priori* : en particulier les variations saisonnières de composition sont susceptibles d'entraîner des modifications de l'efficacité. Ces hypothèses restent cependant invérifiables, et il est de ce fait nécessaire de rechercher d'autres mécanismes moins artificiels :

i) notre calcul a négligé la contribution de sources secondaires connues (Q_{in} et Q_v) : alors que Q_v est négligeable, Q_{in} contribue au chauffage de la thermosphère pour environ 4 % du flux solaire efficace ;

ii) de même des sources d'énergie possibles n'ont pas été prises en considération, en particulier la dissipation d'ondes de type marée dont le flux d'énergie a été estimé à $0.1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Salah et al. 1975 _{α}), soit environ 6 % du flux efficace solaire ;

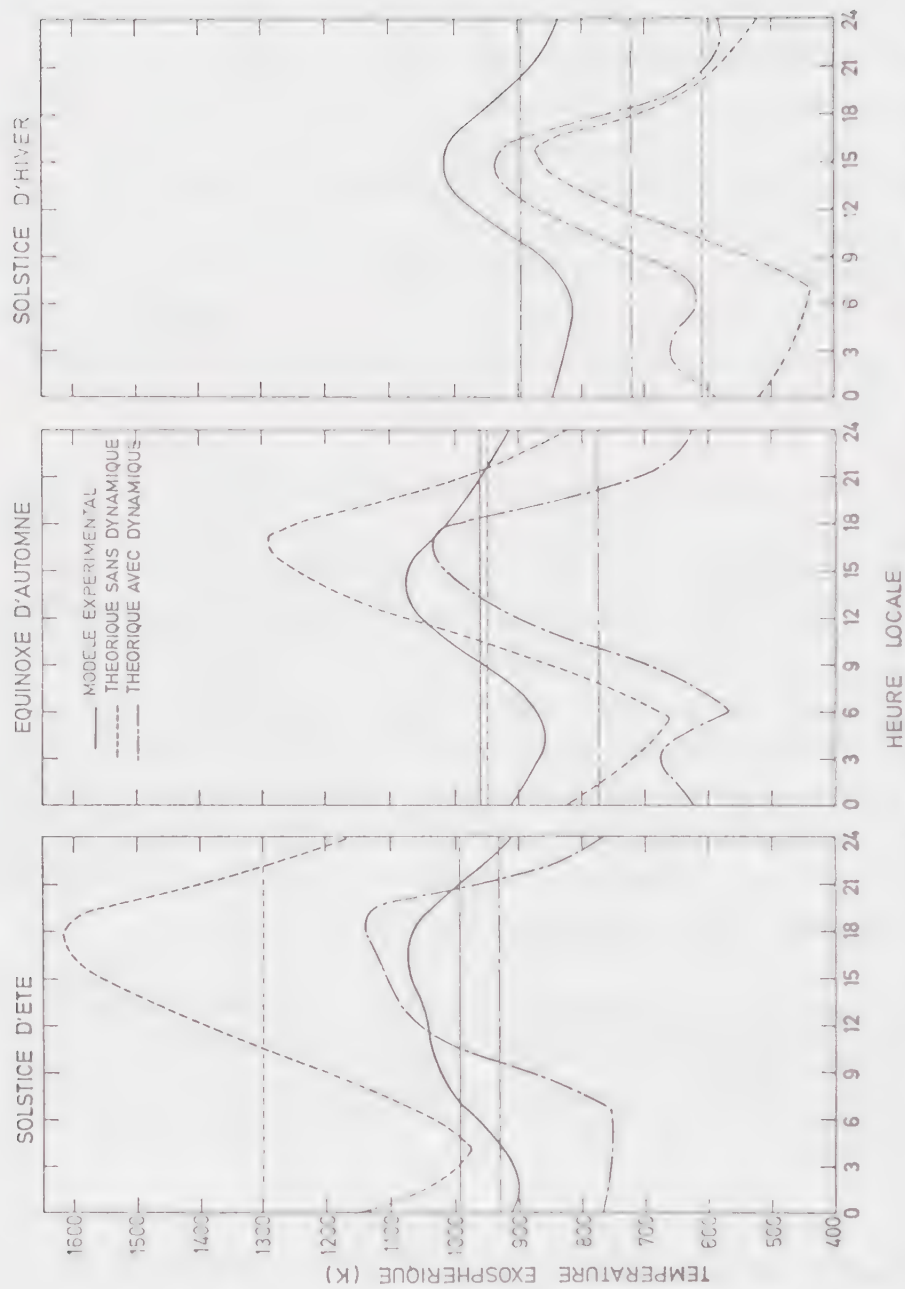


Figure 4-17 : Variations temporelles de la température exosphérique obtenues avec et sans dynamique comparées au modèle expérimental pour les solstices de solstice d'été, d'automne et de solstice d'hiver. On a remarqué que les variations de température exosphérique sont plus importantes pendant les solstices d'été et d'automne que pendant les solstices d'hiver.

iii) compte-tenu de l'importance des processus dynamiques sur la régulation saisonnière de la température exosphérique il est certain que quelques modifications du champ de vent neutre peuvent influencer sensiblement les températures obtenues : si l'on s'intéresse en particulier au terme $\frac{p}{r} \frac{U}{\tan \theta}$ dans D_{div} , l'évolution saisonnière donnée par le modèle *Jacchia* (1971) ne correspond qu'en partie à celle observée : le tableau (4-7) compare les moyennes journalières $\bar{U}$ calculées au-dessus de 200 km à l'aide du modèle utilisé à celles observées par diffusion incohérente (*Amayenc*, 1975). Si l'on note qu'un vent méridional positif prélève de l'énergie et inversement, on constate que les vents obtenus à l'aide du modèle surévaluent le prélèvement d'énergie d'une quantité voisine de 13 % du chauffage solaire. Ceci doit donc contribuer à la normalisation des températures exosphériques théoriques. Remarquons à ce sujet que les écarts les plus importants apparaissent à l'équinoxe : ceci introduit une modulation semi-annuelle des échanges d'énergie dynamiques par rapport à *Jacchia* (1971) qui contribue par conséquent à l'effet semi-annuel observé sur la température; ceci explique également que les caractéristiques générales de l'évolution à long terme de la température neutre et des vents méridionaux soient semblables comme l'ont noté *Amayenc* (1974) et *Alcaydé* (1974).

	SOLSTICE D'ETE	EQUINOXE D'AUTOMNE	SOLSTICE D'HIVER
$\bar{U}$ (<i>Jacchia</i> , 1971) (m.s ⁻¹)	57	48	13
$\bar{U}$ (expérimental) (m.s ⁻¹)	26	11	- 10
$\bar{U}_{Jac} - \bar{U}_{Exp}$ (m.s ⁻¹)	31	37	23
EXCES D'ENERGIE PRELEVEE (% du flux solaire efficace: 1.7 erg.cm ⁻² .s ⁻¹)	13	16	10

Tableau 4-7 : Comparaison des moyennes journalières du vent neutre méridional calculées dans le modèle *Jacchia* (1971) aux valeurs expérimentales pour les périodes de solstice et d'équinoxe : évaluation de l'énergie prélevée en excès par le vent méridional calculé d'après le modèle *Jacchia* (1971).

Il faut enfin noter que cette discussion n'a pu être conduite que sur le vent méridional, accessible à l'expérience, et entrant dans le terme $\frac{p}{r} \frac{U}{\tan \theta}$, et que l'éventualité d'écarts semblables sur les autres termes de D_{div} ne peut être rejetée.

En résumé, les 20 % du flux efficace nécessaires pour rendre la température théorique comparable à la température observée peuvent s'expliquer quantitativement par l'omission de sources d'énergie dans le calcul et l'imperfection des vents neutres déduits du modèle *Jacchia (1971)*. Il est certain également que ces termes présentent des variations saisonnières susceptibles d'apporter une source d'énergie modulée dans le temps.

Considérant cette question de normalisation de la température exosphérique comme résolue, il est alors intéressant de souligner que la variation saisonnière de la température est régulée par les transports de matière : au solstice et à moyenne latitude, la circulation atmosphérique prélève l'énergie dans les zones chaudes (été) et en dépose dans les zones froides (hiver). La figure (4-17) montre cependant que ce processus est plus efficace en été, où les températures sont baissées de 350 K environ, qu'en hiver où elles ne sont relevées que de 100 K. Ceci montre que le champ de vents neutres déduit du modèle *Jacchia (1971)* prélève (à 45° de latitude) plus d'énergie qu'il n'en dépose, et ceci en moyenne annuelle.

On peut rapprocher cette anomalie du fait que les vents méridionaux moyens, déduits de ce modèle, sont en permanence dirigés vers l'équateur (tableau 4-7); le système dynamique est en conséquence tel que de l'énergie est prélevée en zone polaire et déposée en zone équatoriale (*Dickinson et Geisler, 1969; Creekmore et al., 1975*) : ce processus n'est possible que s'il existe en zone polaire une source d'énergie comparable au chauffage ultraviolet solaire; au contraire les vents méridionaux observés sont en moyenne dirigés vers le pôle en hiver (tableau 4-7), bien que dirigés vers l'équateur en moyenne annuelle. La circulation méridionale observée nécessite donc un apport énergétique auroral plus faible que celui nécessaire à l'équilibre thermodynamique du modèle *Jacchia (1971)* : ceci doit donc également contribuer à réduire l'anomalie relevée ci-dessus.

Il est facile de voir que la composante méridionale du vent neutre, et le mouvement vertical associé, contribuent d'une manière essentielle à la régulation saisonnière de la température exosphérique. Ceci explique que

Chandra et Stubbe (1971) négligeant les transports méridionaux n'ont pu obtenir cette régulation saisonnière : leur argument sur les variations de composition nécessaires à l'interprétation de ce phénomène, dans le but d'infirmier l'explication de l'anomalie ionosphérique d'hiver par des variations de composition, est donc basé sur une approximation non fondée.

Il n'en est pas moins vrai, cependant, que les variations de concentration à 120 km de l'oxygène atomique ($\pm 20 \%$) ou de l'oxygène moléculaire ($\pm 50 \%$) accentuent la variation saisonnière de la température exosphérique. Le tableau (4-8) montre qu'une diminution de $n(O_2)_{120}$ (de l'été à l'hiver) entraîne une diminution de T_∞ ; une augmentation de $n(O)_{120}$ (de l'été à l'hiver) donne également une diminution de T_∞ .

L'effet de O_2 est lié à l'absorption UV qui diminue avec $n(O_2)_{120}$; l'effet d'oxygène atomique est un peu plus délicat à comprendre : ce constituant absorbe l'EUV au-dessus de 150 km et par conséquent une variation de sa concentration n'influe pas sur la quantité d'énergie absorbée, mais sur l'altitude d'absorption maximum; au contraire les pertes dans l'infrarouge sont proportionnelles à $n(O)$ (relation 4-36) : une augmentation de $n(O)_{120}$ entraîne donc une diminution de T_∞ . Mais il est vrai que les pertes Q_{IR} sont surévaluées dans ce calcul : pour avoir une idée de l'effet moyen nous avons supposé ces pertes nulles et fait varier $n(O)_{120}$ dans la résolution : les résultats également portés dans le tableau (4-8) montrent que T_∞ croît alors avec $n(O)_{120}$. La situation est sans doute intermédiaire de sorte que $n(O)_{120}$ ne doit pas avoir une influence marquante sur T_∞ .

		Avec Q_{IR}	$Q_{IR} = 0$
VARIATION RELATIVE DE CONCENTRATION A 120 km	$\frac{\Delta n(O_2)}{n(O_2)} = 50 \%$	$\frac{\Delta n(O)}{n(O)} = 20 \%$	$\frac{\Delta n(O)}{n(O)} = 20 \%$
VARIATION CORRESPONDANTE DE T_∞ ΔT_∞ (K)	57	-20	5

Tableau 4-8 : Variation de la moyenne journalière de la température exosphérique théorique produite par des variations de concentration à la limite inférieure de l'oxygène moléculaire ($\frac{\Delta n(O_2)}{n(O_2)}$) et de l'oxygène atomique ($\frac{\Delta n(O)}{n(O)}$); dans ce dernier cas le calcul a été effectué successivement avec et sans pertes infra-rouge.

D- Variation journalière de la température exosphérique.

Nous revenons à la figure (4-17) pour discuter les effets journaliers :

i) comme pour la variation saisonnière, les transports ont pour effet une réduction substantielle de l'amplitude de la variation journalière : ceci est particulièrement visible en été où l'excursion de température est de 640 K dans le cas sans dynamique et de 390 K lorsque les mouvements sont pris en compte. Cependant cette amplitude journalière reste grande devant celle observée (170 K);

ii) les vents thermosphériques ont aussi pour effet une modification de la structure de l'évolution journalière : en l'absence de transports, l'inclinaison solaire et la durée d'ensoleillement n'ont pas d'effet sensible sur la forme de la variation journalière assez proche, en été comme en hiver, d'une sinusoïde pure; seules les valeurs moyennes, et à un degré moindre l'heure du maximum, varient entre l'été et l'hiver. L'introduction des mouvements modifie la forme de la variation et la rapproche de celle observée : en particulier le maximum tardif d'été (18 heures) est précédé d'une longue période de faible variation de la température; en hiver au contraire le maximum diurne qui se produit à 15 heures est précédé de variations rapides de la température. Par ailleurs, il apparaît en hiver un maximum secondaire situé vers 3 heures locales, d'amplitude approximative 70 K, c'est-à-dire dans un rapport 4 avec l'amplitude totale de variation. On reproduit donc les caractéristiques observées des variations journalières d'hiver. La période d'équinoxe présente, dans ce calcul, des caractéristiques voisines de celles d'hiver.

L'effet des mouvements est par conséquent de réduire l'amplitude de variation journalière par un apport d'énergie la nuit et un prélèvement dans la journée : en été lorsque la période d'ensoleillement est longue, l'augmentation rapide de la température due au chauffage solaire est atténuée par le prélèvement d'énergie dû aux vents neutres ce qui provoque une longue période de maximum diurne; en hiver au contraire l'apport énergétique de nuit compense la longue période d'absence de la source solaire et provoque même un maximum secondaire. On retrouve ainsi dans ce calcul théorique les caractéristiques de

la composante semi-diurne observée, la migration saisonnière de la phase étant due à une composition de la longueur des périodes d'ensoleillement et des transports d'énergie par les mouvements atmosphériques.

Il reste alors à essayer de comprendre pourquoi l'amplitude de la variation journalière de température demeure plus de 2 fois supérieure à celle observée.

On pourrait émettre l'hypothèse d'une sous-évaluation de la capacité thermique de l'atmosphère dans notre calcul : une augmentation de la chaleur spécifique c_v d'un facteur 1.5 réduirait en effet d'autant les variations journalières de température. Les chaleurs spécifiques sont bien connues à la fois par la théorie et l'expérience (*Chapman et Cowling, 1970*); cependant l'équation de l'énergie traitée ne concerne que l'énergie de translation et ne tient pas compte de l'énergie vibrationnelle accumulée par les molécules N_2 : une redistribution de cette énergie en énergie thermique, suggérée par *Newton et al. (1974)* pour l'interprétation des arcs rouges sub-auroraux, équivaldrait alors à une augmentation fictive de c_v qui est en effet plus grand pour N_2 que pour O. Cependant aucun travail théorique ou expérimental sur le transfert d'énergie vibrationnelle en énergie thermique ne permet actuellement de chiffrer sérieusement cette hypothèse.

On est donc conduit à invoquer la présence d'une source supplémentaire d'énergie, alternée positive la nuit et négative le jour, c'est-à-dire ayant des caractéristiques semblables à celle due aux transports : cet aspect est approfondi au paragraphe suivant .

E - Les mouvements à basse altitude.

La connaissance du vent neutre est liée à celle du modèle d'atmosphère *Jacchia (1971)* . On a montré que ce modèle n'est en réalité représentatif des densités qu'à des altitudes assez élevées, supérieures à 200 km environ, et qu'en particulier les variations de température entre 100 et 200 km sont sous-évaluées (chapitre 2). Il est donc probable que les mouvements déduits du modèle sont peu représentatifs au-dessous de 200 km.

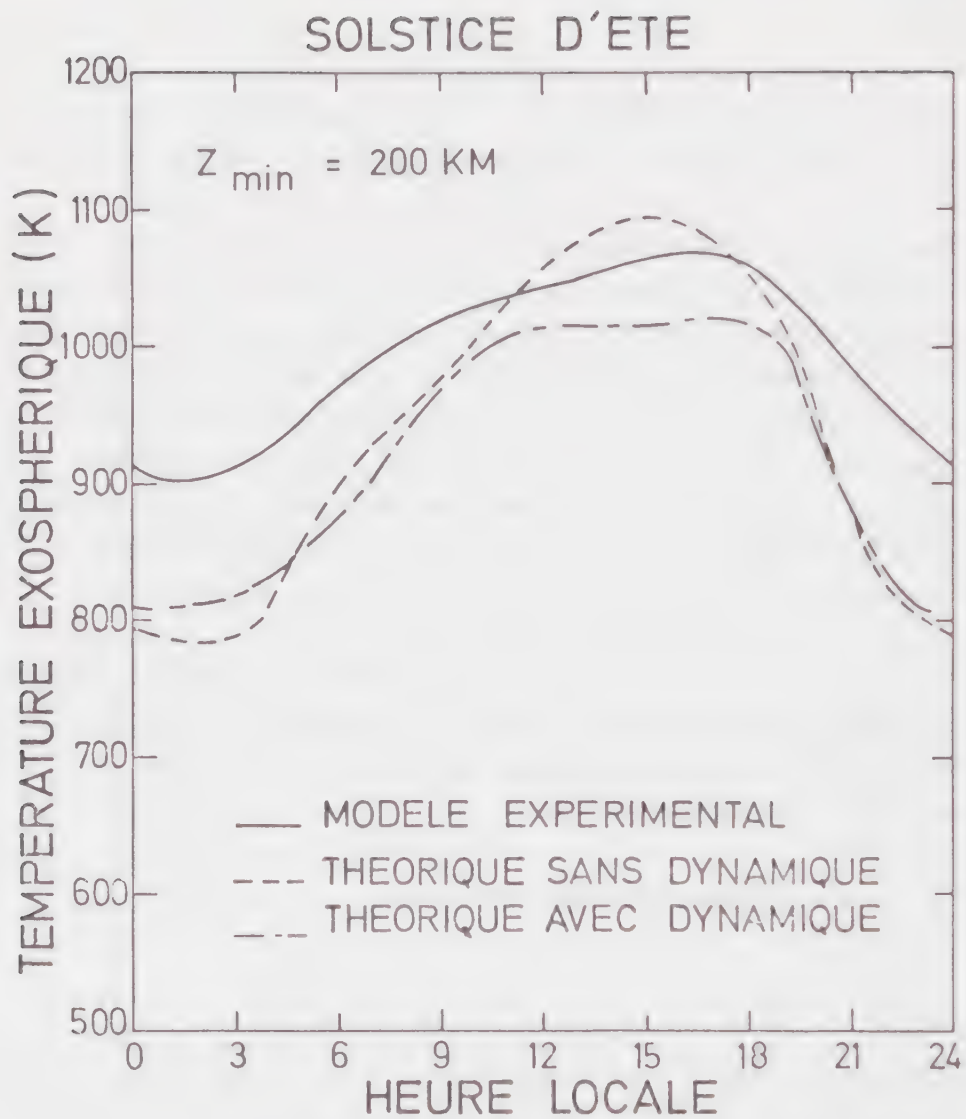


Figure 4-18 : Evolutions journalières (solstice d'été) de la température exosphérique calculée avec et sans dynamique, la limite inférieure dans la résolution étant fixée à 200 km; ces résultats sont comparés au modèle expérimental.

Nous avons donc cherché à séparer l'influence des transports au-dessus et au-dessous de 200 km; pour cela l'équation de l'énergie a été résolue en prenant comme limite inférieure du calcul $z_{\min} = 200$ km; les températures et les concentrations au niveau $z_{\min}$ sont variables et calculées d'après le modèle.

La figure (4-18) présente, dans le cas de solstice d'été, la variation journalière de T_{∞} obtenue avec et sans transports comparée au modèle expérimental. Si on exclut la valeur moyenne de la température, dont la sous-estimation a été discutée au paragraphe C ci-dessus, l'accord entre les températures théoriques et expérimentales est maintenant excellent. Ceci montre que c'est dans la région 120-200 km que la résolution numérique est en défaut. Cette figure révèle également un aspect intéressant de l'effet des transports: au-dessus de 200 km les mouvements conduisent, comme pour toute la thermosphère, à un réchauffement la nuit et un refroidissement le jour; cependant l'effet de refroidissement général, très peu sensible en été au-dessus de 200 km, est par conséquent un processus efficace surtout au-dessous de 200 km.

On est donc amené à la conclusion que l'évaluation à partir du modèle *Jacehia* (1971) des processus dynamiques au-dessous de 200 km, et en particulier celle du terme D_{div} qui est prépondérant, n'est pas assez réaliste. Ce terme fait du reste intervenir la dérivée spatiale des vents neutres, c'est-à-dire une estimation du second ordre par rapport à la résolution des équations de mouvement et de continuité: les difficultés de son évaluation ne sont donc pas étonnantes. Malheureusement aucune technique expérimentale n'a permis, à ce jour, d'établir un modèle global de thermosphère satisfaisant au-dessous de 200 km.

Aussi se bornera-t-on ici à évaluer la modification de la dynamique nécessaire pour obtenir une réduction satisfaisante des variations de T_{∞} . Pour cela on a cherché à définir une source fictive dont l'influence soit surtout sensible au-dessous de 200 km : cette source a une intensité par unité de masse q'_0 constante en altitude et d'amplitude 10 % de la source solaire à haute altitude; sa variation journalière est donnée par la relation

$$\left. \begin{array}{l} q' = q'_0 \cos \left\{ \frac{2\pi}{24} (t - t_m) \right\} \\ \text{avec } q'_0 = 3.5 \times 10^4 (\text{erg} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \\ \text{et } t_m = 22 \text{ heures} \end{array} \right\} \quad (4-55)$$

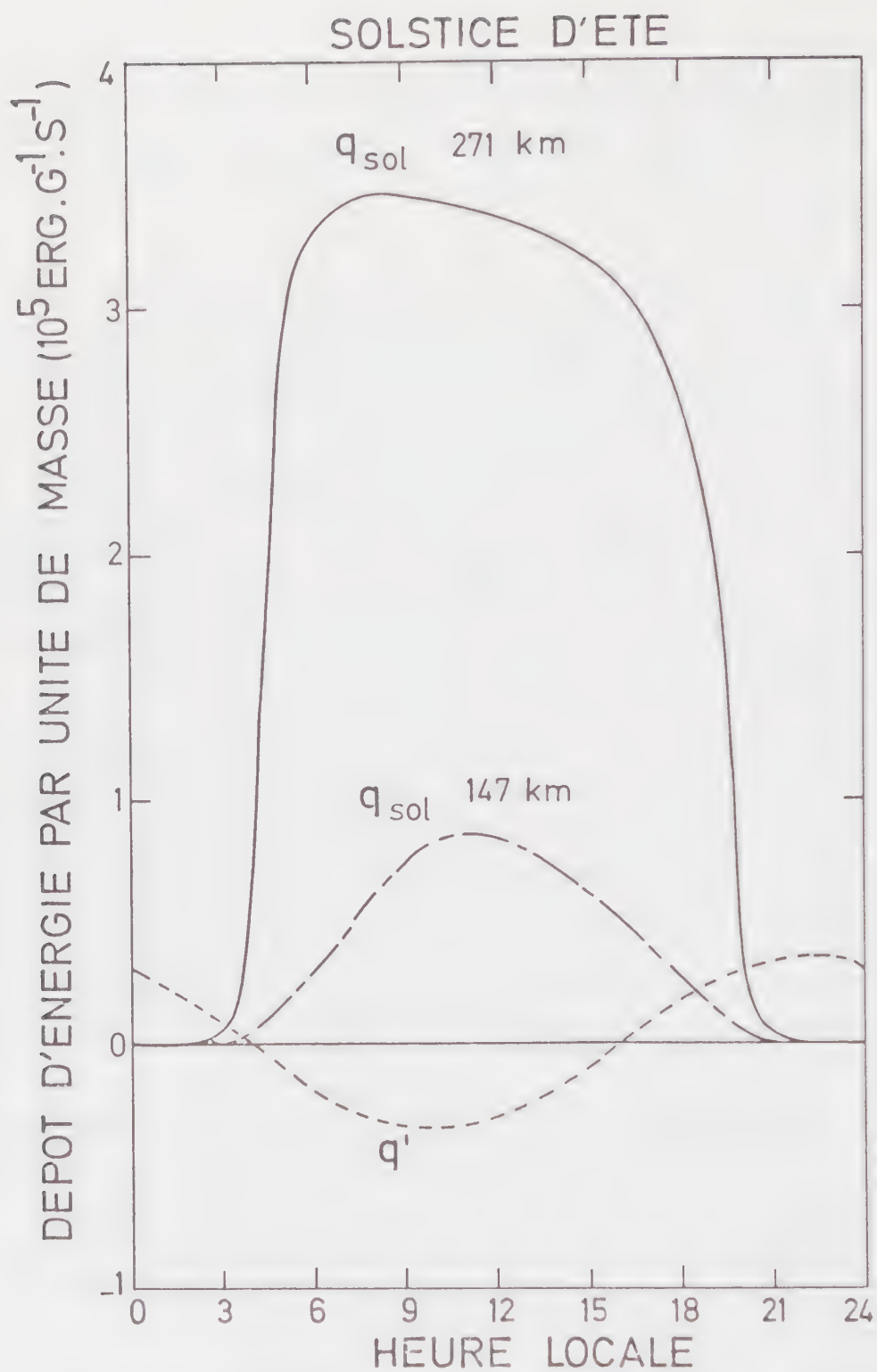


Figure 4-19 : Evolution journalière (solstice d'été) de la source fictive q' comparée à celle du chauffage solaire q_{sol} à haute (271 km) et basse (147 km) altitudes.

La phase de 22 heures a été introduite de manière à tenir compte de l'inertie thermique de l'atmosphère.

Cette procédure semble analogue à celle suivie par *Kockarts (1973)* qui a cherché dans une résolution de l'équation de l'énergie à simuler l'effet global de la dynamique; mais la source fictive utilisée ici est uniquement destinée à compléter l'effet des transports explicitement pris en compte dans notre calcul.

La figure (4-19) compare cette source fictive q' utilisée à q_{sol} au-dessus et au-dessous de 200 km : 10 % de q_{sol} au-dessus de 200 km représentent approximativement 20 à 30 % de l'effet des transports. Au contraire à plus basse altitude q' est de l'ordre de 50 % de q_{sol} et par conséquent du même ordre de grandeur que les effets dynamiques.

La figure (4-20) présente aux deux niveaux le terme d_{div} obtenu dans la résolution sans q' , puis ce même terme obtenu lorsque q' lui est ajouté. Le but de cette figure est d'illustrer la faible influence de q' sur d_{div} au-dessus de 200 km, tandis qu'au-dessous d_{div} est plus sensiblement modifié, dans des limites plausibles cependant.

L'influence de q' sur la température exosphérique est montrée dans la figure (4-21) où l'on a porté l'évolution journalière de la température du modèle expérimental et de celles obtenues dans la résolution de l'équation, z_{min} étant rapportée à 120 km, avec et sans q' . L'introduction de la source fictive q' , sans modifier sensiblement les caractéristiques principales de l'évolution journalière, en réduit l'excursion de 130 K et la rend plus compatible avec celle observée.

Il est donc possible d'attribuer les écarts entre l'amplitude des variations journalières observée et théorique à l'incertitude sur la détermination des termes dynamiques. Des incertitudes de 20 à 30 % à haute altitude, ou d'un facteur 2 à plus basse altitude sont plausibles, particulièrement sur le terme D_{div} qui est tout à la fois prépondérant et délicat à évaluer.

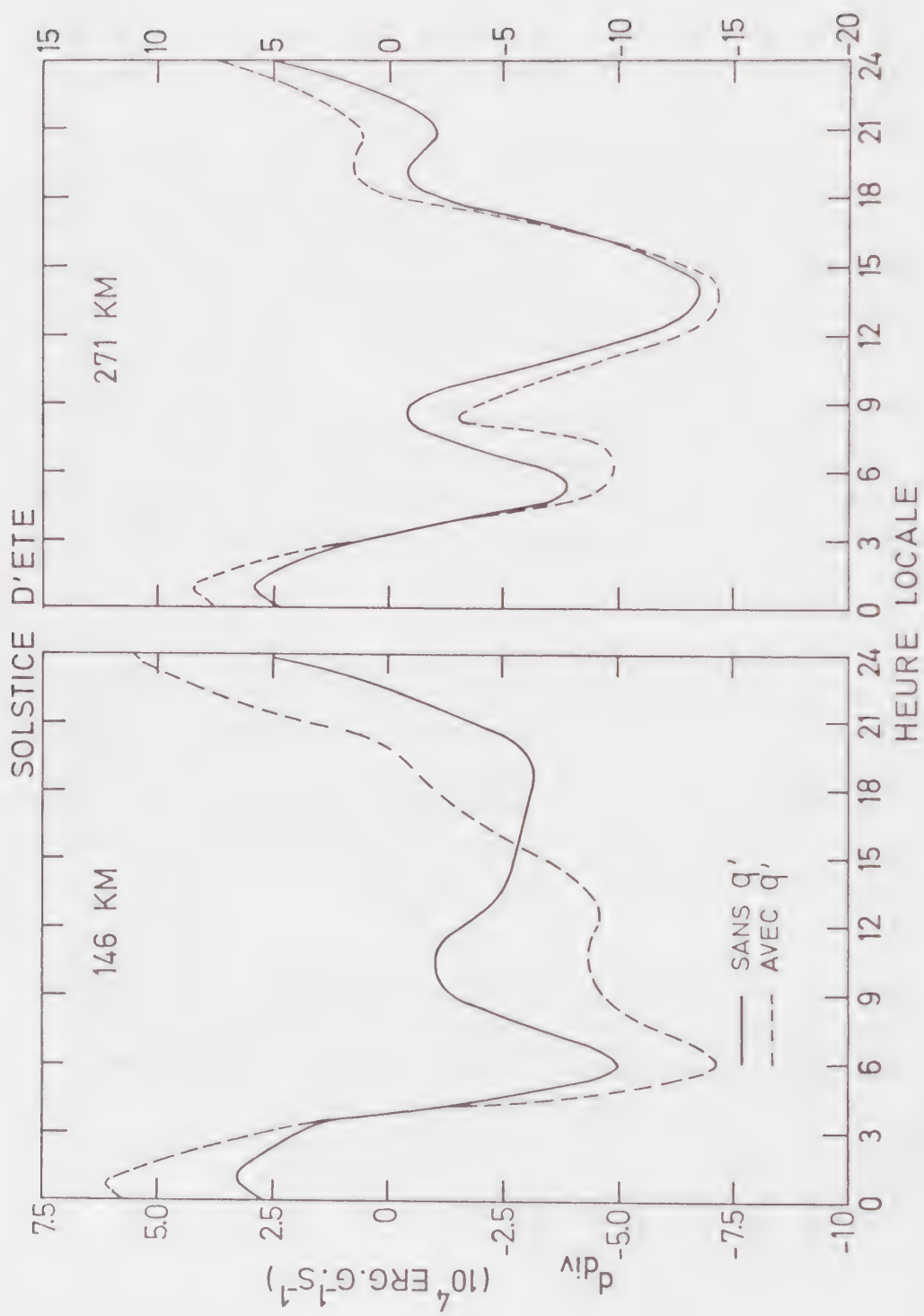


Figure 4-5 : Variation journalière de l'intensité d et de la divergence $\text{div } d$ (sans q'') (trait plein) et avec q'' (trait pointillé) en fonction du temps t (en heures) pour la distance d (en km).

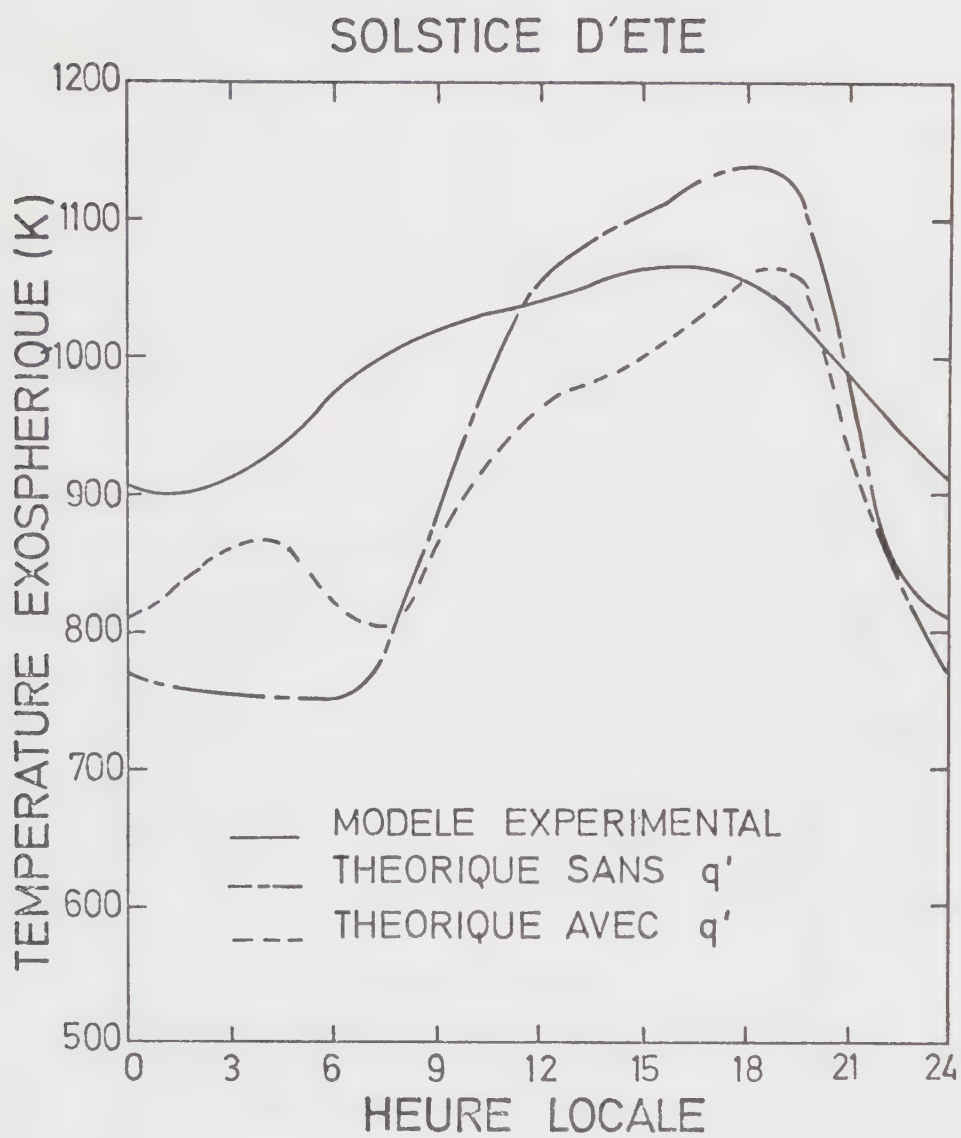


Figure 4-21 : Evolutions journalières (solstice d'été) de la température exosphérique calculée avec et sans source fictive q' , comparées au modèle expérimental.

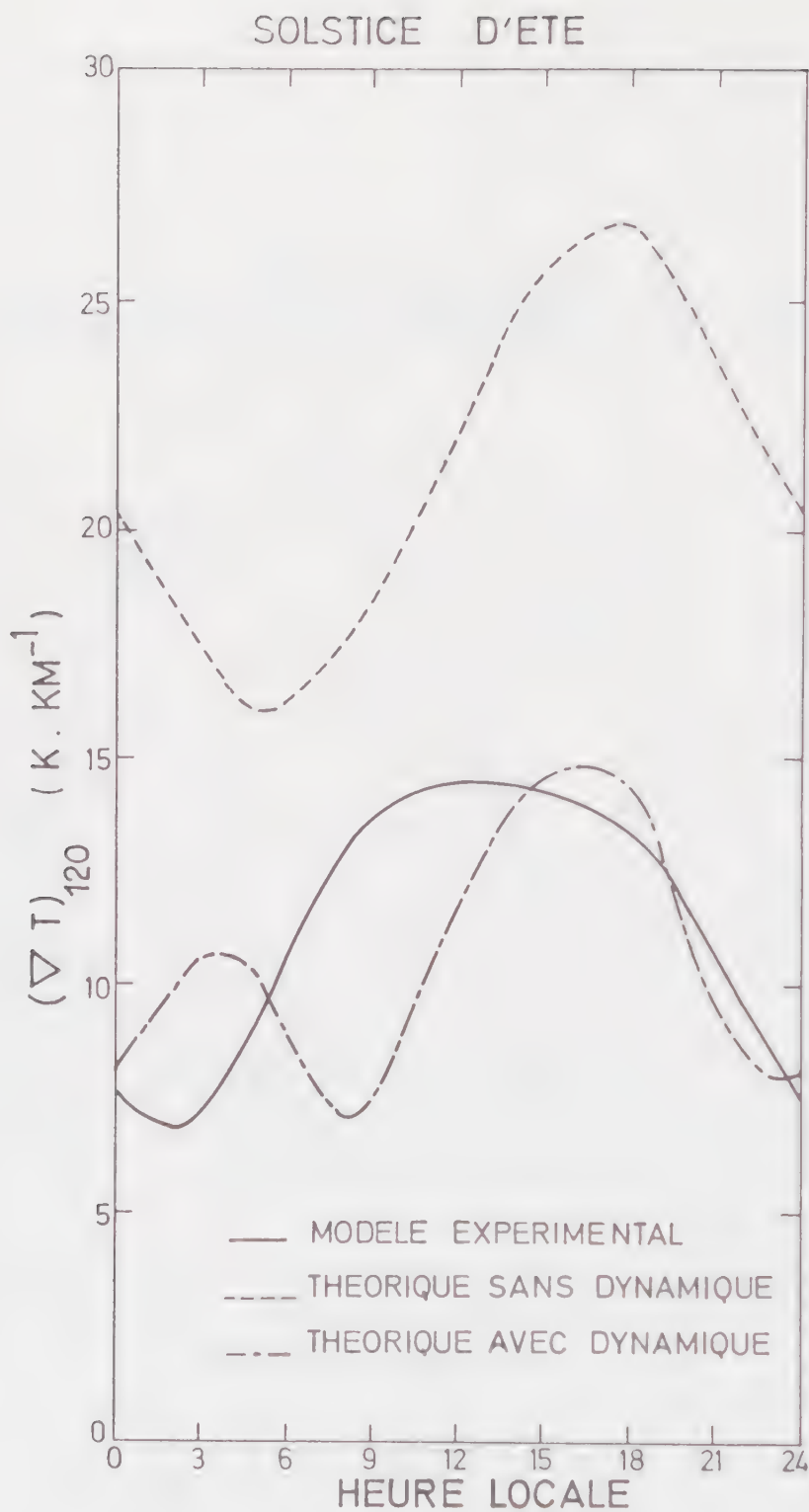


Figure 4-22 : Variations journalières (solstice d'été) du gradient vertical de température à 120 km (∇T_{120}) déterminé par le calcul avec et sans dynamique, comparées à celle du modèle expérimental $(\nabla T_{120})_{\text{equiv}}$.

F - Influence des transports sur les profils verticaux de température.

Pour étudier les profils verticaux de température obtenus par la résolution de l'équation de l'énergie on a d'une part calculé les gradients verticaux à 120 km, d'autre part évalué un paramètre de pente s^* fictif donné par la relation

$$s_z^* = \frac{1}{T_\infty - T_z} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4-56)$$

où T_∞ est la température obtenue à la limite supérieure (500 km) et z le niveau auquel est évalué s^* ; si le profil de température peut être représenté par la relation de *Bates (1959)* (relation 1-53), le paramètre de pente s^* doit être constant sur toute la gamme d'altitude.

La figure (4-22) présente les variations journalières du gradient vertical de température à 120 km obtenu avec et sans les termes de transport, comparées à celle du modèle empirique de $(\nabla T_{120})_{\text{équiv}}$ (chapitre 3). Lorsque les transports sont négligés, des gradients de température de l'ordre de 22 K.km^{-1} sont obtenus; les transports ont pour effet de réduire de moitié le gradient à 120 km et d'en modifier très sensiblement l'évolution journalière; les gradients obtenus sont alors tout à fait comparables à ceux fournis par la représentation empirique des données : accord sur la valeur moyenne et sur l'amplitude de la variation journalière. Les écarts qui existent en début de matinée ne paraissent pas significatifs compte-tenu du caractère approximatif de la résolution au-dessous de 200 km discuté au paragraphe précédent.

Les variations journalières de s^* obtenues dans le cas *sans dynamique* à 120 et 200 km sont présentées dans la figure (4-23 a) : l'écart sensible entre les deux déterminations de s^* montre que dans cette résolution le profil de température n'obéit pas à la loi de *Bates (1959)*. Les variations journalières de s^* obtenues lorsque les transports sont pris en compte sont données figure (4-23 b): il est assez surprenant de constater que les transports ont pour effet de rapprocher les valeurs moyennes de s^* à 120 et 200 km, et par conséquent de rapprocher les profils verticaux moyens de ceux obtenus par la relation de *Bates (1959)*; cependant les variations journalières ne sont pas parallèles à 120 et 200 km ce qui suggère que l'approximation

SOLSTICE D'ETE



HEURE LOCALE

Variation journalière (solstice d'été) du paramètre s^* début du calcul théorique :

- a) à 120 et 200 km dans une résolution sans dynamique ;
- b) à 120 et 200 km dans une résolution avec dynamique ;
- c) à 200 km dans les cas avec et sans dynamique ; ces variations sont comparées à celles du paramètre s expérimental.

des profils par la relation de *Bates (1959)* n'est possible qu'en moyenne journalière. La détermination de s par l'analyse des données de diffusion incohérente étant obtenue pour des altitudes supérieures à 200 km, on a comparé dans la figure (4-23 c) la variation journalière du modèle expérimental à s^* obtenu à 200 km avec et sans transports : sur la majeure partie de la journée l'accord est particulièrement satisfaisant entre le modèle expérimental et s^* obtenu avec transports; lorsque les mouvements sont négligés l'accord est nettement détérioré. Il reste cependant un désaccord la nuit lorsque s^* présente un maximum très bref mais très intense, alors que le modèle expérimental n'en prévoit pas.

Les transports de matière et d'énergie ont donc pour effet de modifier considérablement les profils verticaux théoriques de température et de les rapprocher des profils expérimentaux. La densité étant sensible aux variations intégrées en altitude de la température, il est indiqué d'en étudier le comportement journalier (figure 4-24). Les densités sont présentées à 218 et 500 km et leur variation journalière est comparée à celle de la température. Alors qu'en l'absence de transports les variations de température et de densité seraient en phase, les modifications dans les profils de température apportées par les échanges dynamiques d'énergie entraînent une avance de phase des variations de densité sur celles de la température exosphérique de 1.25 heure à 500 km et de 3 heures à 218 km, c'est-à-dire en assez bon accord avec les observations discutées dans la première partie de ce chapitre. Ce résultat confirme celui obtenu par *Bailey et Moffett (1972)*. Cependant la diffusion moléculaire qui peut (*Mayr et al. , 1973*) modifier la phase de l'oxygène atomique par rapport à celle de N_2 a été négligée dans le présent calcul de sorte que ces deux constituants, ainsi que l'oxygène moléculaire, sont en phase avec la densité totale.

G - Discussion et conclusion.

La caractéristique principale qui se dégage de l'étude de l'influence des transports sur le bilan énergétique global à moyenne latitude est un effet de redistribution de l'énergie et de régulation des températures:

- i) cette redistribution apparaît sur les variations saisonnières, elle est alors associée aux mouvements méridionaux, ainsi que sur les variations journalières, associée alors à la convergence des

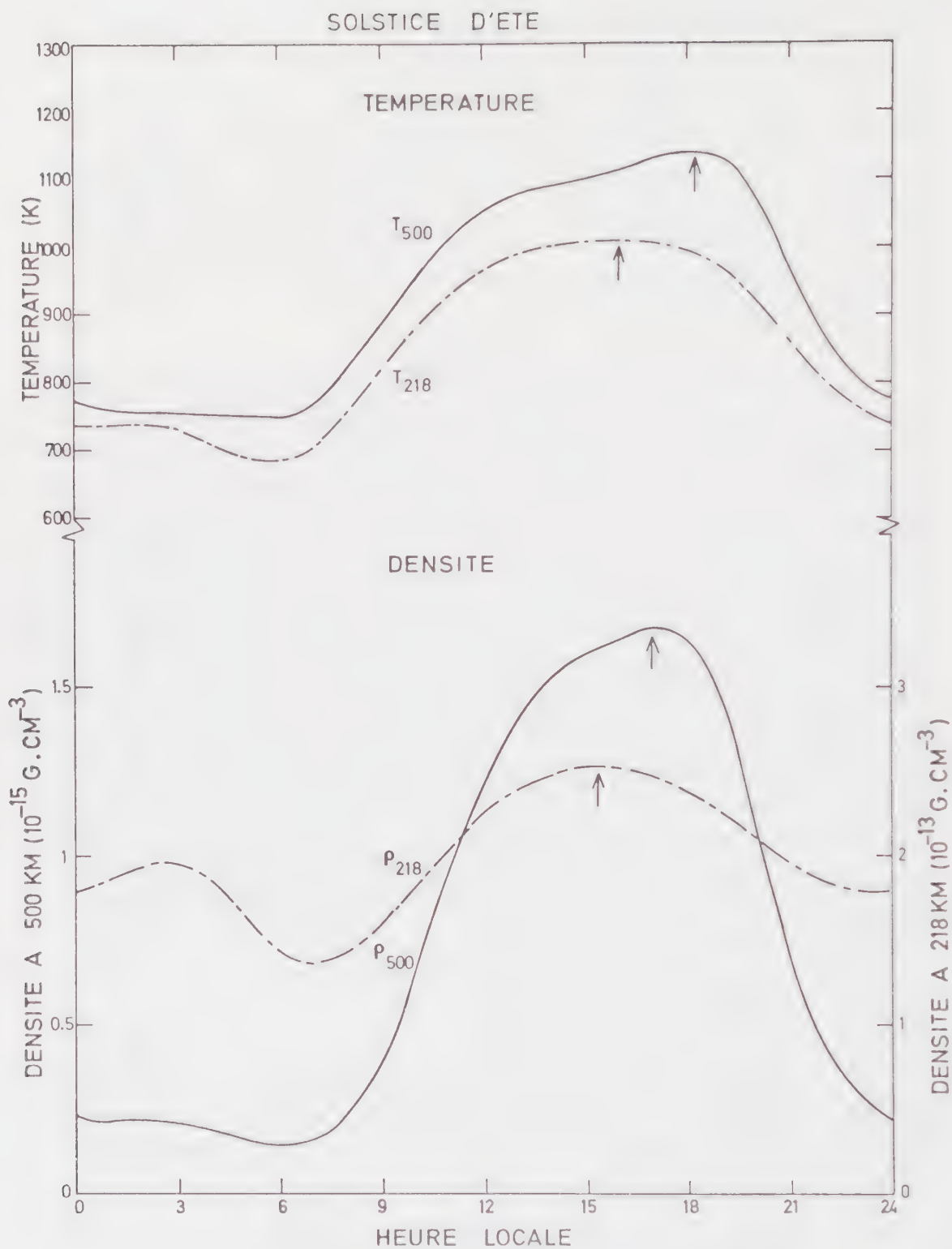


Figure 4-24 : Variations journalières (solstice d'été) de la température et de la densité à 500 et 218 km issues du calcul théorique avec dynamique. Les flèches indiquent les heures respectives de maximum diurne.

vents la nuit et à la compression adiabatique qui en résulte, et à la divergence des vents le jour à laquelle correspond un refroidissement. Cette régulation conduit à la présence d'un maximum secondaire nocturne en hiver, et à un maximum diurne très étalé en été : cela a été interprété, dans notre analyse de Fourier des résultats expérimentaux, comme une migration saisonnière de la phase d'une composante semi-diurne;

ii) elle apparaît également sur les variations de température associées aux variations de flux solaire, atténuées par les processus dynamiques de telle sorte que la relation de proportionnalité (4-53) de T_{∞} avec le flux solaire soit réduite et qu'un accord plus précis puisse être trouvé avec l'observation ;

iii) la redistribution verticale de l'énergie est mise en évidence par l'atténuation des gradients de température dans la basse thermosphère et la modification des profils verticaux de température.

Quelques caractères expérimentaux restent cependant inexpliqués par cette étude théorique :

i) les variations saisonnière et journalière obtenues restent plus importantes que celles observées; on a montré au paragraphe E ci-dessus que les incertitudes probables sur la détermination des vents neutres, principalement à basse altitude, peuvent expliquer les écarts ;

ii) la variation saisonnière observée de l'amplitude totale de variation journalière, plus faible rappelons-le en été qu'en hiver, n'est pas reproduite par le calcul : dans ce cas également les incertitudes sur les vents neutres seraient suffisantes pour expliquer ce phénomène ;

iii) les sources d'énergie employées ne permettent pas de prédire une variation semi-annuelle de la température exosphérique : un premier élément de réponse a été donné lorsqu'on a comparé les vents méridionaux expérimentaux à ceux déduits du modèle *Jacchia* (1971) et utilisés dans ce calcul (paragraphe C ci-dessus).

Une remarque importante doit être enfin formulée : bien que le modèle initial ayant servi de base au calcul des vents neutres soit le modèle *Jacchia* (1971), les résultats obtenus par la résolution de l'équation de l'énergie sont plus proches des données expérimentales que du modèle; en particulier l'explication est donnée à la migration saisonnière de la phase semi-diurne, c'est-à-dire à la variation saisonnière de la forme de variation journalière, ainsi qu'à l'anomalie de phase densité température, alors que le modèle initial ne comporte aucune de ces deux caractéristiques.

Ceci peut paraître surprenant en première analyse : il faut toutefois remarquer que *Jacchia* (1971) a construit un modèle représentatif des densités à partir duquel il est possible de déduire des vents thermosphériques qui, en première approximation, sont représentatifs des données expérimentales au-dessus de 200 km (*Amayenc*, 1975) . Ainsi la résolution de l'équation de l'énergie conduit à des résultats sur les températures qui doivent être, également en première approximation, représentatifs des données expérimentales.

Dans un dernier rappel des approximations utilisées dans le calcul, citons tout particulièrement :

i) l'omission des termes non-linéaires dans les équations de mouvement horizontal. Divers auteurs (*Rishbeth*, 1972; *Ruster et Dudney*, 1972) ont évalué leur importance et montré que l'omission de ces termes ne peut avoir d'influence sensible que pendant les heures de lever ou de coucher du soleil; des erreurs de 15 % sur le module des vents neutres sont ainsi susceptibles d'être commises pendant ces périodes. Compte-tenu de l'importance des vents thermosphériques sur le bilan énergétique global, négliger ces termes peut influencer le résultat final sur les températures exosphériques;

ii) l'oubli dans le calcul du bilan énergétique de sources (ou de pertes) d'énergie inconnues à ce jour, ou connues mais dont la grandeur est controversée : la dissipation d'ondes de gravité est une source citée par les auteurs de revues sur la thermosphère, mais inconnue en réalité; la dissipation d'ondes de type marée en provenance de la mésosphère a été invoquée dans des études théoriques; mais son importance est mal connue dans la thermosphère et

rien ne permet de définir la variation journalière et saisonnière, ni la distribution en altitude, du dépôt d'énergie correspondant. Il faut enfin noter que les écarts entre la théorie et l'expérience, qui restent à expliquer, peuvent être raisonnablement attribués aux incertitudes sur les vents thermosphériques calculés;

iii) l'omission dans l'équation de l'énergie de sources connues qui sont cependant faibles. En particulier le chauffage frictionnel F_{in} , qui inclut implicitement l'effet Joule lorsque les données expérimentales (n_e , $\vec{C}_i$) sont utilisées, a une importance relative qui croît lorsque l'altitude décroît.

Pour résumer, on peut remarquer que la connaissance des vents neutres et leur prise en compte dans l'équation de l'énergie apporte une réduction sensible des écarts entre les températures théoriques et les températures observées : cela souligne le caractère complémentaire de l'étude menée par *Amayenc* (1975) sur les vents neutres dans la thermosphère et du présent travail. Il est par ailleurs certain que les imperfections sur les vents neutres calculés à partir du modèle *Jacchia* (1971) sont parmi les causes principales des échecs constatés dans la tentative de représentation exacte des variations de température observées.

CONCLUSION

Dans cette conclusion, sans chercher à énumérer chapitre par chapitre les résultats de notre étude, nous allons tenter d'en justifier le sujet: structure et thermodynamique de la thermosphère à moyenne latitude.

I - STRUCTURE DE LA THERMOSPHERE.

L'aptitude des sondeurs à diffusion incohérente à déterminer les températures exosphériques, suggérée en 1967, a tout d'abord été mise en doute puis largement admise, à tel point que le modèle international d'atmosphère de référence a été construit de manière à représenter ces températures en première approximation. La possibilité de détermination, à l'aide du sondeur ionosphérique français de *Saint-Santin Nançay*, des concentrations d'oxygène atomique en simultanéité avec les profils verticaux de température neutre au-dessus de 200 km. suggérée en 1970. n'a pas non plus reçu un consensus international immédiat : cette détermination est en effet basée sur la résolution de l'équation de conservation de l'énergie des ions, équation suffisamment complexe pour que quelques doutes puissent planer sur la validité des hypothèses nécessaires à sa résolution pratique. Ces doutes sont motivés *à postériori* par le fait que les concentrations obtenues, bien que conformes aux prévisions quant aux valeurs absolues moyennes, présentent des variations en désaccord avec celles qu'annonce le modèle de référence de *Jacchia (1971)*. Compte-tenu de ces réserves, une étude critique de la méthode s'avérerait nécessaire.

Une journée particulière de mesure a été choisie dans ce but, au cours de laquelle les concentrations d'oxygène atomique déterminées sont successivement inférieures d'un facteur 2, puis comparables à celles fournies par le modèle. L'évaluation des divers termes entrant dans l'équation du bilan énergétique des ions permet de chiffrer la borne supérieure de l'erreur relative commise lors des simplifications adoptées, et de montrer qu'elle est incapable d'expliquer un écart supérieur à 30 %.

Le bon accord général entre nos données expérimentales et un modèle basé sur un ensemble de mesures donnant une meilleure définition temporelle que le modèle international de référence, l'accord ponctuel satisfaisant avec des concentrations déterminées *in situ* en zone équatoriale, et enfin la compatibilité des concentrations observées avec des concentrations constantes à 120 km lorsque les profils verticaux de température observés sont utilisés,

constituent un faisceau d'arguments supplémentaires qui permettent de lever les doutes sur la détermination par diffusion incohérente des concentrations d'oxygène atomique. L'ensemble de cette discussion conduit donc à la conclusion que dans le modèle de référence, basé sur des mesures de trajectographie de satellites artificiels, les variations journalières ne sont pas correctement découplées des effets saisonniers et latitudinaux.

Il apparaît dès lors intéressant d'entreprendre une étude de la structure de la thermosphère à l'aide des profils de température neutre et d'oxygène atomique déterminés par diffusion incohérente. Les données recueillies à *Saint-Santin Nançay* sur la période allant de 1969 à 1972 ont été analysées et modélisées : les variations journalières et saisonnières des profils de température et des concentrations d'oxygène atomique sont rassemblées dans une représentation analytique simple qui décrit, par ailleurs, la dépendance de ces termes avec l'activité magnétique et le flux solaire décimétrique. Cette modélisation constitue un outil de travail pour toute étude ultérieure de la thermosphère à moyenne latitude et s'insère dans les efforts de construction de modèles mondiaux de l'atmosphère supérieure.

On constate que la variation journalière de la température exosphérique peut se décomposer en une oscillation diurne stable, maximum à 15 heures locales, et en une oscillation semi-diurne de plus faible amplitude et dont la phase évolue de π entre l'été et l'hiver, avec une transition rapide aux équinoxes; ceci explique les caractéristiques observées des variations journalières de la température exosphérique avec, en été un maximum étalé autour de 17 heures, et en hiver un maximum plus étroit à 15 heures accompagné d'un léger maximum secondaire vers 03 heures. De même les variations diurnes des concentrations d'oxygène atomique à 200 km peuvent être représentées par une oscillation diurne principale mais dont la phase est plus variable que celle de la température exosphérique ; néanmoins l'influence prépondérante des températures entre 200 et 400 km conduit à ce dernier niveau à une oscillation diurne plus stable comportant un maximum situé à 14 heures locales : c'est là une première mise en évidence, par une technique unique, de l'écart de phase d'environ 1 heure entre la variation diurne des concentrations d'oxygène atomique et celle de la température exosphérique. La variation saisonnière des concentrations d'oxygène atomique, présentant un minimum en été, qui avait été suggérée par des études antérieures, a également été établie expérimentalement par nos observations avant d'être confirmée par des mesures

La détermination simultanée des profils de température neutre et des concentrations d'oxygène atomique permet enfin d'expliquer les écarts saisonniers entre nos observations et les modèles d'atmosphère : ces écarts sont en réalité dûs aux méthodes d'extrapolation des données utilisées dans la construction des modèles; le rôle joué par les profils verticaux de température sur la structure de la thermosphère est en effet tel qu'il est nécessaire de comparer deux modèles représentatifs de données expérimentales aux altitudes auxquelles les données ont été recueillies. C'est ainsi que les divers modèles saisonniers d'oxygène atomique obtenus à l'aide de trajectographie de satellites et de spectrométrie de masse sont comparés avec succès à nos observations au niveau 400 km, altitude caractéristique de vol des satellites; au contraire les modèles s'écartent de nos observations à 200 km du fait des écarts entre les profils de température empiriques utilisés dans le modèle et ceux réellement observés. Cela met en évidence l'importance des mécanismes régissant la distribution verticale de température et par suite la nécessité d'étudier le bilan énergétique global du milieu.

2 - THERMODYNAMIQUE DE LA THERMOSPHERE.

Lorsque cette étude a été entreprise, la nécessité de prendre en compte les transports d'énergie par les mouvements de l'atmosphère était déjà mise en évidence. Il était dès lors nécessaire de franchir une étape supplémentaire en résolvant numériquement les équations de conservation du gaz ; cette tâche a de plus été grandement favorisée par l'analyse et la modélisation du vent neutre entreprise simultanément par *Amayenc (1975)* au C.N.E.T. C'est ainsi que les études simultanées de la structure et de la dynamique de la thermosphère convergent tout naturellement vers l'étude de la thermodynamique du milieu.

Ce travail a permis de mettre en évidence le rôle de régulation joué par les processus de transport dans les variations de la température neutre. La relation entre les variations de flux solaire décimétrique et les variations correspondantes de la température exosphérique est alors expliquée quantitativement de façon satisfaisante, ainsi que la variation saisonnière de ce paramètre et les principales caractéristiques de son évolution diurne. On a identifié le rôle prépondérant joué par les mouvements méridionaux dans le

contrôle de la variation saisonnière, par la divergence des vents horizontaux au-dessus de 200 km, et du vent vertical au-dessous, dans le contrôle de la variation diurne. On a montré enfin que les vents atmosphériques réduisent les gradients de température à basse altitude à une valeur compatible avec les observations.

Cependant certains écarts subsistent encore entre la théorie et l'observation. Nous en proposons une interprétation en nous basant sur le fait que, d'une part la résolution de l'équation de l'énergie avec comme limite inférieure 200 km les réduit d'une manière sensible, et que d'autre part la détermination des vents neutres est sujette à caution au-dessous de 200 km. En d'autres termes nous avons démontré que les processus dynamiques ont dans la thermosphère une importance majeure, comparable quantitativement à celle de la source solaire, et que la prise en compte de l'ensemble des processus de transport réduit les écarts entre la théorie et l'expérience ; nous inclinons cependant à penser que les écarts résiduels doivent être imputés aux imperfections qui entachent la détermination des vents neutres à basse altitude.

3 - PROSPECTIVE.

Une des contraintes imposées par la résolution locale des équations tient à la nécessité de faire intervenir un modèle empirique d'atmosphère. La seule manière de s'affranchir de cette contrainte consiste à entreprendre une résolution tridimensionnelle du système d'équations de conservation : on peut alors considérer que le travail présenté dans ce mémoire constitue une étape initiale dans l'élaboration d'un modèle théorique global de la thermosphère permettant d'étudier et de comprendre les processus d'échange et de couplage inter-hémisphériques. Cette tâche est passionnante mais son envergure nécessite un travail de collaboration entre plusieurs groupes ; notre souci constant dans cette recherche coopérative future sera de maintenir un lien étroit entre l'observation et la théorie comme tout au long du présent travail.

REMERCIEMENTS

L'ensemble expérimental sur lequel reposent les travaux exposés dans ce mémoire a été constitué grâce au sondeur ionosphérique à diffusion incohérente de *Saint-Santin Nançay*. Cette expérience, financée par le C.N.E.S. puis par l'Institut National d'Astronomie et de Géophysique du C.N.R.S., est gérée par le département R.S.R. du C.N.E.T. (incorporé en 1975 au C.R.P.E., centre créé à cette date, commun au C.N.E.T. et au C.N.R.S.). Le présent travail a été rendu possible grâce à la collaboration qui s'est instaurée entre le département R.S.R. et le C.E.S.R. lorsque, en 1969, le projet d'extension multistatique du sondeur a pris corps.

Ma gratitude va tout d'abord à Monsieur le Professeur CAMBOU, Directeur du C.E.S.R., Conseiller Technique auprès du Secrétaire d'Etat aux Universités, qui m'a accueilli dans son Laboratoire et qui m'a engagé dans cette collaboration. Je remercie également Messieurs THUE, REYSSAT et du CASTEL pour le soutien moral efficace et l'aide matérielle qu'ils m'ont apportés, en particulier lors de mon bref passage au C.N.E.T. en tant qu'Appelé Scientifique du Contingent.

Ma gratitude va aussi à ceux qui ont accepté de juger mon travail : à Monsieur le Professeur MOREL, Directeur Général Adjoint du C.N.E.S. et à Monsieur le Professeur DELLOUE, qui me font l'honneur de participer au Jury, à Monsieur le Professeur VEDRENNE, qui a suivi mes recherches au C.E.S.R., à Messieurs WALDTEUFEL et BAUER qui ont dirigé mes travaux avec rigueur et gentillesse, à Monsieur KOCKARTS dont le jugement de théoricien m'a été précieux, et enfin à Monsieur BARLIER dont j'ai pu apprécier le parrainage amical.

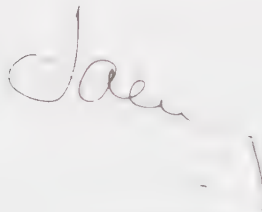
C'est ensuite pour moi une tâche agréable que de remercier les chercheurs et techniciens qui m'ont entouré et aidé. J'ai trouvé au C.N.E.T. dans l'équipe Sondeur, dirigée initialement par Monsieur PETIT, autant d'amitiés que de soutiens scientifiques : si je ne cite ici que Messieurs AMAYENC, LEJEUNE et TESTUD, je pense à toute l'équipe scientifique et technique du C.N.E.T. ou des stations. Au C.E.S.R. Jean FONTANARI a été un collaborateur précieux pour l'aide qu'il a apportée tout au long de ce travail, et plus particulièrement les derniers mois. J'ai eu aussi beaucoup de plaisir et de

bénéfice à collaborer avec l'équipe d'informatique du C.E.S.R, et je pense en particulier à Gabriel GIORDANO qui a, en ces occasions, largement dépassé ses fonctions d'analyste. Les travaux numériques ont été effectués sur l'ordinateur CDC 6600 (puis 7600) du Centre de Calcul du C.N.E.S.

Je remercie enfin Eliane DELMAS et Antoine LLORENS qui ont eu la lourde tâche de la présentation matérielle de ce document.

J'ai bénéficié, durant ce travail, tout d'abord d'une bourse C.N.E.S., puis d'un poste d'Appelé Scientifique du Contingent, enfin d'un poste d'Attaché de Recherche au C.N.R.S.

29 OCT. 1975



L. LARENG

BIBLIOGRAPHIE

- ACKERMAN M. ;
Ultraviolet solar radiation related to mesospheric processes,
 in Mesospheric models and related experiments, C.FIOCCO ed., D.Reidel Publ.Co., Dordrecht-Holland, pp.149-159, 1971.
- ALCAYDE D. ;
Diurnal and long term behavior of the exospheric temperature as observed by Incoherent Scatter sounding in the F2 region,
 Radio Sci., 9, 239-245, 1974.
- ALCAYDE D., P. BAUER, C. JAECK et J.L. FALIN ;
Diurnal variation of the atmospheric density at 400 km,
 J. Geophys. Res., 76, 7814-7816, 1971.
- ALCAYDE D., P. BAUER, C. JAECK et J.L. FALIN ;
Latitudinal diurnal variation of some atmospheric parameters determined by a simultaneous analysis of Incoherent-Scatter and Satellite-Drag data,
 J. Geophys. Res., 77, 2368-2376, 1972_a.
- ALCAYDE D., J. TESTUD, G. VASSEUR et P. WALDTEUFEL ;
L'orage magnétique du 11 février 1969 : étude par diffusion incohérente,
 J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1037-1052, 1972_b.
- ALCAYDE D., P. BAUER et J. FONTANARI ;
Long-term variations of thermospheric temperature and composition,
 J. Geophys. Res., 79, 629-637, 1974_a.
- ALCAYDE D., P. BAUER et P. WALDTEUFEL ;
Exospheric temperatures and oxygen concentrations determined by incoherent scatter sounding above Saint-Santin (45°N, 2°E) from 1969 to 1972,
 Note technique EST/RSR/86 - CNET - 1974_b.
- ALCAYDE D., P. BAUER, A.E. HEDIN et J.E. SALAH ;
Compatibility of different thermospheric models at 45°N,
 Ann. Geophys., Soumis pour publication, 1975.
- AMAYENC P. ;
Tidal oscillations of the meridional neutral wind at midlatitudes,
 Radio Sci., 9, 281-293, 1974.
- AMAYENC P. ;
Mouvements thermosphériques de grande échelle . Etude par diffusion incohérente, à moyenne latitude,
 Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Paris VI, 1975.
- AMAYENC P. et G. VASSEUR ;
Neutral winds deduced from incoherent scatter observations and their theoretical interpretation,
 J. Atmos. Terr. Phys., 34, 351-364, 1972.
- AMAYENC P., J. FONTANARI et D. ALCAYDE ;
Simultaneous neutral wind and temperature oscillations near tidal periods in the F-region over Saint-Santin,
 J. Atmos. Terr. Phys., 35, 1499-1505, 1973.
- AMAYENC P., D. ALCAYDE et G. KOCKARTS ;
Solar Extreme Ultraviolet Heating and dynamical processes in the midlatitude thermosphere,
 J. Geophys. Res., 80, 2887-2891, 1975.
- BAILEY G.J. et R.J. MOFFETT ;
The influence of vertical motions on the diurnal variations of temperature and density in the thermosphere,
 Planet. Space Sci., 20, 1085-1094, 1972.
- BANKS P.M. ;
Collision frequencies and energy transfer - Electrons - Ions,
 Planet. Space Sci., 14, 1085-1103 et 1105-1122, 1966.
- BANKS P.M. ;
The temperature coupling of ions in the ionosphere,
 Planet. Space Sci., 15, 77-93, 1967.
- BANKS P.M. et G. KOCKARTS ;
Aeronomy, A et B,
 Academic Press., London, 1973.

BARLIER F. et C. MEYER ;

Densités entre 150 et 180 km déduites d'observations de satellites artificiels à périgée très bas, ou en voie de chute, en particulier à partir de celles de 66-51 C (ERS 16),
Space Res. VIII, North Holland Publ. Co., Amsterdam, pp. 969-975, 1968.

BARLIER F., J.L. FALIN, M. ILL et C. JAECK ;

Structure of the neutral thermosphere between 150 and 500 km,
Space Res. XIII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 349-355, 1973.

BARLIER F., P. BAUER, C. JAECK, G. THUILLIER et G. KOCKARTS ;

North-south asymmetries in the thermosphere during the last maximum of the solar cycle,
J. Geophys. Res., 79, 5273-5285, 1974.

BARLIER F., J.P. BORDET et J.P. ORFEUIL ;

Methods of satellite orbital analysis based upon statistical treatment and factorial analysis,
Space Res. XVI, à paraître, 1976.

BATES D.R. ;

The temperature of the upper atmosphere,
Proc. Phys. Soc. London, B, 64, 805-821, 1951.

BATES D.R. ;

Some problems concerning the terrestrial atmosphere above 100 km level,
Proc. Roy. Soc. London, A, 253, 451-462, 1959.

BAUER P. ;

Theory of waves incoherently scattered,
Phil. Trans. R. Soc. London, A, à paraître, 1975.

BAUER P., P. WALDTEUFEL et D. ALCAYDE ;

Diurnal variations of the atomic oxygen density and temperature determined from Incoherent Scatter measurements in the ionospheric F region,
J. Geophys. Res., 75, 4825-4832, 1970.

BERNARD R. ;

A comparison between meteoric radar and incoherent scatter measurements in the lower thermosphere,
Radio Sci., 9, 295-300, 1974_a.

BERNARD R. ;

Tides in the E-region observed by incoherent scatter over Saint-Santin,
J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1105-1120, 1974_b.

BERNARD R. et A. SPIZZICHINO ;

Semi-diurnal wind and temperature oscillations in the E-region observed by the Nm3000 radar at Saint-Santin,
J. Atmos. Terr. Phys., 33, 1345-1352, 1971.

BLAMONT J.E. et J.M. LUTON ;

Geomagnetic effect on the neutral temperature of the F-region during the magnetic storm of september 1968,
J. Geophys. Res., 77, 3534-3556, 1972.

BLANC M., P. AMAYENC, P. BAUER et C. TAIEB ;

Perpendicular ion drift from the french multistatic Incoherent Scatter facility,
J. Geophys. Res., 80, soumis pour publication, 1975.

BORDET J.P. ;

Etude de données géophysiques : modélisation statistique par régression factorielle,
Thèse de Spécialité - Paris VI, 1973.

CARRU H. et P. WALDTEUFEL ;

Etude par diffusion de Thomson des variations de température exosphérique,
Ann. Geophys., 25, 485-494, 1969.

CARRU H., M. PETIT et P. WALDTEUFEL ;

Le sondeur ionosphérique à diffusion du CNFT,
L'Onde Electrique, 45, 51-60, 1966.

CARRU H., M. PETIT, G. VASSEUR et P. WALDTEUFEL ;

Résultats ionosphériques obtenus par diffusion de Thomson (1966-1967),
Ann. Geophys., 23, 455-465, 1967.

- CHANDRA S. et P. STUBBE ;
On explaining the F-region seasonal anomaly in terms of composition changes in the lower atmosphere,
Planet. Space Sci., 19, 1014-1016, 1971.
- CHAPMAN S. et T.G. COWLING ;
The mathematical theory of non-uniform gases,
 Cambridge University Press, 1970.
- CHING B.K. ;
Atmospheric density and rotation below 195 km from a high resolution drag analysis of the satellite OVI-15 (1968-059 A),
J. Geophys. Res., 76, 197-201, 1971.
- CHING B.K. ;
Density variations and atmospheric rotation below 200 km from the drag on the satellite OVI-15,
Space Res. XII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 841-846, 1972.
- CIRA 65 ;
Cospar International Reference Atmosphere,
 North Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965.
- CIRA 72 ;
Cospar International Reference Atmosphere,
 Akademie-Verlag, Berlin, 1972.
- COOK G.E. ;
The semi annual variation in the upper atmosphere : a review,
Ann. Geophys., 25, 451-469, 1969.
- COX L.P. et J.V. EVANS ;
Seasonal variation of the O/N₂ ratio in the F1 region,
J. Geophys. Res., 75, 6271-6286, 1970.
- CREEKMORE S.P., J.M. STRAUS, R.M. HARRIS, B.K. CHING et Y.T. CHIU ;
Global model of thermospheric dynamic. I-Wind and density fields derived from a phenomenological temperature,
J. Atmos. Terr. Phys., 37, 491-515, 1975.
- DALGARNO A., M.B. Mc ELROY et J.C.G. WALKER ;
The diurnal variation of ionospheric temperatures,
Planet. Space Sci., 15, 331-345, 1967.
- DANILOV A.D. ;
Diurnal variations of atmospheric neutral composition at altitudes of 130-200 km ,
Space Research XII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 891-898, 1972.
- DICKINSON R.E. et J.E. GEISLER ;
Vertical motion field in the middle thermosphere from satellite drag densities,
Mon. Weather Rev., 96, 606-616, 1968.
- FERGUSON E.E. ;
Laboratory measurements of ionospheric ion-molecule reaction rates,
Rev. Geophys. Space Sci., 12, 703-713, 1974.
- FONTANARI J. ;
Analyse de la température neutre observée par diffusion incohérente dans la basse thermosphère,
Thèse de Spécialité, Toulouse, 1973.
- FONTANARI J. et D. ALCAYDE ;
Observation of neutral temperature tidal-type oscillations in the F1 region,
Radio Sci., 9, 275-280, 1974.
- FRIEDMANN P. ;
Upper atmosphere dynamics,
Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. n° 316, 1970.
- GRGS 73 ;
Modèle d'atmosphère : voir Barlier et al., 1973 ; Bordet, 1973 ; Jaek-Berger, 1973.
- HAGEN J.B. et P.Y.S. HSU ;
The structure of the protonosphere above Arecibo,
J. Geophys. Res., 79, 4269-4275, 1974.

HARPER R.M. ;

Nighttime meridional neutral winds near 350 km at low to mid-latitudes,
J. Atmos. Terr. Phys., 35, 2023-2034, 1973.

HARRIS I. et W. PRIESTER ;

Time dependant structure of the upper atmosphere,
J. Atmos. Sci., 19, 286-301, 1962.

HARRIS I. et W. PRIESTER ;

On the diurnal variation of the upper atmosphere,
J. Atmos. Sci., 22, 3-10, 1965.

HARRIS I. et W. PRIESTER ;

On the semiannual variation of the upper atmosphere,
J. Atmos. Sci., 26, 233-240, 1969.

HEDIN A.E. et D. ALCAYDE ;

Comparison of atomic oxygen measurements by Incoherent Scatter and Satellite-borne mass spectrometer techniques,
J. Geophys. Res., 79, 1579-1581, 1974.

HEDIN A.E., H.G. MAYR, C.A. REBER, G.R. CARIGNAN et N.W. SPENCER ;

A global empirical model of thermospheric composition based on OGO 6 mass spectrometer measurements,
Space Res. XIII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 315-320, 1973.

HEDIN A.E., H. G. MAYR, C.A. REBER, N.W. SPENCER et G.R. CARIGNAN ;

Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data from the OGO 6 quadrupole mass spectrometer,
J. Geophys. Res., 79, 215-225, 1974.

HINTEREGGER H.E. ;

The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle,
Ann. Geophys., 26, 547-554, 1970.

HINTEREGGER H.E. ;

EUV fluxes in the solar spectrum below 2000 Å,
Présenté au symposium IAGA/URSI - Grenoble, 1975.

ISAKOV M.N. ;

Function of thermospheric heating - I,
Geomagn. Aeron. 10, 219-224, 1970.

ISAKOV M.N. ;

On theoretical models of the structure and dynamics of the earth's thermosphere,
Space Sci. Rev., 12, 261-298, 1971.

ISAKOV M.N. et S.K. MOROZOV ;

Heating function of the thermosphere. II - Heating of the thermosphere by solar radiation in the Schumann-Runge continuum,
Geomagn. Aeron. 10, 495-499, 1970.

ISAKOV M.N., O.P. KRASITSKIY, S.K. MOROZOV et I.A. YASHCHENKO ;

Thermospheric heating. III - Thermospheric heating by short-wave solar radiation at high solar activity,
Geomagn. Aeron. 13, 583-588, 1973.

JACCHIA L.G. ;

Two atmospheric effects in the orbital acceleration of artificial satellites,
Nature, 183, 526-527, 1959.

JACCHIA L.G. ;

Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles,
Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. n° 170, 1965.

JACCHIA L.G. ;

Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles,
Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. n° 332, 1971, et dans CIRA 72.

JACCHIA L.G. et R.E. BRIGGS ;

Orbital acceleration of satellite 1958 B 2,
Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. n° 18, 1958.

JACCHIA L.G. et J. SLOWEY ;

Diurnal and seasonal latitudinal variations in the upper atmosphere,
Planet. Space Sci., 16, 509-524, 1968.

JACCHIA L.G., J. SLOWEY et F. VERNIANT ;

Geomagnetic perturbations and upper-atmosphere heating,
J. Geophys. Res., 72, 1423-1434, 1967.

JAECK-BERGER C. ;

Modèle statistique de densité globale entre 180 et 500 km,
Ann. Geophys., 29, 547-552, 1973.

JANCEL R. et R. KAHAN ;

Electrodynamique des plasmas,
Dunod, Paris, 1963.

JOHNSON F.S. ;

Horizontal variations in thermospheric composition,
Rev. of Geophys. Space Phys., 11, 741-754, 1973.

JOHNSON F.S. et P. BAUER ;

Variations in density and chemical composition at 120 km from chemical and dynamical processes,
Space Res. XIII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 379-391, 1973.

JOHNSON F.S. et B. GOTTLIEB ;

Eddy mixing and circulation at ionospheric levels,
Planet. Space Sci., 18, 1707-1718, 1970.

KEATING G.M. et E.J. PRIOR ;

The Winter helium bulge,
Space Res. VIII, North Holland Publ. Co., Amsterdam, pp. 982-992, 1968.

KENESHEA T.J. et S.P. ZIMMERMAN ;

The effect of mixing upon atomic and molecular oxygen in the 70-170 km region of the atmosphere,
J. Atmos. Sci., 27, 831-840, 1970.

KING HELE D.G. ;

Methods of determining air density from satellite orbits,
Ann. Geophys., 22, 40-52, 1966.

KING HELE D.G. et D.M.C. WALKER ;

Revised profile of air density at heights of 130-180 km, from the orbits of 1968-59 A and B,
Planet. Space Sci., 17, 2027-2029, 1969.

KING HELE D.G. et D.M.C. WALKER ;

Air density at heights near 180 km in 1968 and 1969, from the orbit of 1967-31 A,
Planet. Space Sci., 19, 297-311, 1971.

KOCKARTS G. ;

Distribution of hydrogen and helium in the upper atmosphere,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1729-1743, 1972.

KOCKARTS G. ;

Heat balance and thermal conduction,
in Physics and Chemistry of upper atmospheres, B.M. Mc Cormac ed., D. Reidel Publ. Co., Dordrecht -
Holland, pp. 54-63, 1973 _a.

KOCKARTS G. ;

Helium in the terrestrial atmosphere,
Space Sci. Rev., 14, 723-757, 1973 _b.

KOCKARTS G. et W. PEETERMANS ;

Atomic oxygen infrared emission in the Earth's upper atmosphere,
Planet. Space Sci., 18, 271-285, 1970.

LAGOS C.P. et J.R. MAHONEY ;

Numerical studies of seasonal and latitudinal variability in a model thermosphere,
J. Atmos. Sci., 24, 88-94, 1967.

LEJEUNE G. ;

Photoélectrons et bilan énergétique des électrons dans l'ionosphère diurne,
Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Université Paris VI, 1973.

LINDZEN R.S. ;

Internal gravity waves in atmospheres with realistic dissipation and temperature : Part I - Mathematical development and propagation of waves into the thermosphere,
Geophys. Fluid Dyn., 1, 303-355, 1970.

- LINDZEN R.S. ;
Internal gravity waves in atmospheres with realistic dissipation and temperature : Part III - Daily variations in the thermosphere,
Geophys. Fluid Dyn., 2, 89-121, 1971.
- LINDZEN R.S. et D. BLAKE ;
Internal gravity waves in atmospheres with realistic dissipation and temperature. Part II - Thermal tides excited below the mesopause,
Geophys. Fluid. Dyn., 2, 31-61, 1971.
- LINDZEN R.S. et S.S. HONG ;
Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere,
J. Atmos. Sci., 31, 1421-1446, 1974.
- LIONS J.L. ;
Quelques méthodes de résolution de problèmes aux limites non linéaires,
 Dunod-Gauthier Villars, 1959.
- MAHAJAN K.K. ;
Ionospheric estimates of atomic oxygen concentration from charged particle measurements,
J. Geophys. Res., 76, 4621-4629, 1971.
- MAYR H.G. et H. VOLLAND ;
Diffusion model for the phase delay between thermospheric density and temperature,
J. Geophys. Res., 77, 2359-2367, 1972 _a.
- MAYR H.G. et H. VOLLAND ;
Theoretical model for the latitude dependence of the thermospheric annual and semi-annual variations,
J. Geophys. Res., 77, 6774-6790, 1972 _b.
- MAYR H.G. et H. VOLLAND ;
A two-component model of the diurnal variations in the thermospheric composition,
J. Atmos. Terr. Phys., 35, 669-680, 1973.
- MAYR H.G., I. HARRIS et H. VOLLAND ;
Theory of the phase anomaly in the thermosphere,
J. Geophys. Res., 78, 7480-7489, 1973.
- Mc CLURE J.P. ;
Diurnal variation of neutral and charged particle temperatures in the equatorial F-region,
J. Geophys. Res., 74, 279-291, 1969.
- NEWTON G.P., D.T. PELZ et W.T. KASPRZAK ;
Equatorial thermospheric composition and its variations,
Space Res. XIII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 287-290, 1973.
- NEWTON G.P., J.C.G. WALKER et P.H.E. MEIJER ;
Vibrationally excited nitrogen in stable auroral red arcs and its effect on ionospheric recombination,
J. Geophys. Res., 79, 3807-3818, 1974.
- NEWTON G.P., W.T. KASPRZAK, S.A. CURTIS et D.T. PELZ ;
Local time variation of equatorial thermospheric composition determined by the San Marco 3 Nace,
J. Geophys. Res., 80, 2289-2299, 1975.
- NISBET J.S. ;
Neutral atmospheric temperatures from Incoherent Scatter observations,
J. Atmos. Sci., 24, 586-593, 1967.
- NOXON J.F. et A.E. JOHANSON ;
Changes in thermospheric molecular oxygen abundance inferred from twilight 6300 Å airglow,
Planet. Space Sci., 20, 2125-2151, 1972.
- OFFERMANN D. ;
Composition variations in the lower thermosphere,
J. Geophys. Res., 79, 4281-4293, 1974.
- OGO 6 ;
Modèle d'atmosphère : voir Hedin et al., 1975.
- OLIVER W. ;
Research in Aeronomy,
 B. Edwards Ed. , Progress rept. 71-1., Aeronomy Lab. University of Illinois - Urbana campaign 36-1971.

ORAN E.S. et D.F. STROBEL ;

Photochemically induced departures of (O) and (O₂) from diffusive equilibrium distributions,
Naval Research Laboratory report, Washington, D.C. 20375, 1975.

PAETZOLD H.K. et H. ZSCHÖRNER ;

Bearings of Sputnik III and the variable acceleration of satellites,
Space Res. I, North-Holland Pub. Co, Amsterdam, pp. 24-36, 1960.

PERRET D. ;

Recherches sur l'utilisation simultanée des mesures de température et de mesures de densité,
Thèse de Spécialité, Paris VI, 1971.

PETIT M. ;

Mesures de températures, de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphère par diffusion de Thomson. Etude du déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphère diurne,
Ann. Geophys., 24, 1-38, 1968.

PETIT M. et P. WALDTEUFEL ;

Mise en évidence au moyen de la diffusion incohérente des collisions entre particules ionisées et particules neutres,
Space Res. VII, North Holland Pub. Co, Amsterdam, 241-244, 1967.

PRASAD S.S. et D.R. FURMAN ;

Is there a real need for doubling the solar EUV fluxes ?,
J. Geophys. Res., 79, 2463-2468, 1974.

REBER C.A. et A.E. HEDIN ;

Heating of the high-latitude thermosphere during magnetically quiet periods,
J. Geophys. Res., 79, 2457-2461, 1974.

RISHBETH H. ;

On the phase of the diurnal bulge in the thermosphere,
Ann. Geophys., 25, 495-498, 1969.

RISHBETH H. ;

Thermospheric winds and the F-region : A review,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1-47, 1972.

RISHBETH H. et O.K. GARRIOTT ;

Introduction to ionospheric physics,
Academic Press, New-York, 1969.

RISHBETH H. et G.S.G.K. SETTY ;

The F layer at sunrise,
J. Atmos. Terr. Phys., 20, 263-276, 1961.

RISHBETH H., R.J. MOFFETT et G.J. BAILEY ;

Continuity of air motion in the mid-latitude thermosphere,
J. Atmos. Terr. Phys., 31, 1035-1047, 1969.

RISHBETH H., P. BAUER et W.B. HANSON ;

Molecular ions in the F2 layer,
Planet. Space Sci., 20, 1287-1297, 1972.

ROBLE R.G. ;

The calculated and observed diurnal variation of the ionosphere over Millstone Hill on 23-24 march 1970,
Planet. Space Sci., 23, 1017-1033, 1975.

ROBLE R.G. et R.E. DICKINSON ;

Is there enough solar extreme ultraviolet radiation to maintain the global mean thermospheric temperature,
J. Geophys. Res. 78, 249-257, 1973.

ROBLE R.G. et R.B. NORTON ;

Thermospheric molecular oxygen from solar extreme ultraviolet occultation measurements,
J. Geophys. Res., 77, 3524-3533, 1972.

ROEMER M. ;

Structure of the thermosphere and its variations,
Ann. Geophys., 25, 419-437, 1969.

ROEMER M. ;

Recent observational results on the thermosphere and exosphere,
in : CIRA 72, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 340-396, 1972.

- ROHRBAUGH J.L. ;
Neutral atmospheric models compatible with satellite orbital decay and incoherent scatter measurements,
 Ionosph. Res. Lab. Report n° 402 - 66 pp. Penn. State Univ. Pennsylvania - 1972.
- RÜSTER R. et J.R. DUDENEY ;
The importance of the non-linear term in the equation of motion of the neutral atmosphere,
 J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1075-1083, 1972.
- SALAH J.E. ;
Daily oscillations of the mid-latitude thermosphere studied by incoherent scatter of Millstone Hill,
 J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1891-1909, 1974.
- SALAH J.E. et R.H. WAND ;
Tides in the temperature of the lower thermosphere at midlatitudes,
 J. Geophys. Res., 79, 4295-4304, 1974.
- SALAH J.E., J.V. EVANS et R.H. WAND ;
Seasonal variations in the thermosphere above Millstone Hill,
 Radio Sci., 9, 231-238, 1974.
- SALAH J.E., J.V. EVANS et R.H. WAND ;
E-region temperature measurements at Millstone Hill,
 J. Atmos. Terr. Phys., 37, 461-489, 1975 a.
- SALAH J.E., J.V. EVANS, D. ALCAYDE et P. BAUER ;
Comparison of exospheric temperatures at Millstone Hill and Saint-Santin,
 in : Advances in Incoherent Scatter symposium, XVIIIe General Assembly of URSI, Lima, 1975 b.
- SCHMIDTKE G., K. RAWER, W. FISCHER et C. REBSTOCK ;
Absolute EUV photon fluxes of aeronomic interest,
 Présenté au XVe Cospar Meeting, SAO PAULO, 1974.
- SCHUNK R.W. ;
Transport equations for aeronomy,
 Planet Space Sci., 23, 437-485, 1975.
- SCIALOM G. ;
Mesure de la composition dans la thermosphère par spectrométrie de masse en fusée sonde : Application à l'étude des équilibres photochimiques dans la région F1 de l'ionosphère,
 Thèse de Spécialité - Université de Paris VI, 1973.
- SHIMAZAKI T. ;
Dynamic effects on height distributions of neutral constituents in the earth's upper atmosphere : a calculation of atmospheric model between 70 km and 500 km,
 J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1279-1292, 1968.
- STOLARSKI R.S., P.B. HAYS et R.G. ROBLE ;
Atmospheric heating by solar EUV radiation,
 J. Geophys. Res., 80, 2266-2276, 1975.
- STRAUS J.M., S.P. CREEKMORE, R.M. HARRIS, B.K. CHING et Y.T. CHIU ;
A global model of thermospheric dynamics. II - Wind, density and temperature fields generated by EUV heating,
 J. Atmos. Terr. Phys., 37, 1245-1253, 1975.
- STUBBE P. ;
Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases,
 J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1965-1985, 1968.
- STUBBE P. ;
Simultaneous solution of the time dependent coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of a neutral gas, an electron gas, and a four component ion gas,
 J. Atmos. Terr. Phys., 32, 865-903, 1970.
- STUBBE P. ;
Energy exchange and thermal balance problems,
 J. Sci. Indus. Res., 30, 379-387, 1971.
- STUBBE P. ;
The effect of neutral winds on the seasonal F-region variation,
 J. Atmos. Terr. Phys., 37, 675-679, 1975.

- SWARTZ W.E. et J.S. NISBET ;
Diurnal variation of the neutral temperature profile at Arecibo from incoherent scatter measurements and its relevance to the 14 00-Hour density maximum,
J. Geophys. Res., 76, 185-196, 1971.
- SWARTZ W.E. et J.S. NISBET ;
Incompatibility of solar EUV fluxes and Incoherent Scatter measurements at Arecibo,
J. Geophys. Res., 78, 5640-5651, 1973.
- SWARTZ W.E., J.L. ROHRBAUGH et J.S. NISBET ;
Comparison of correlation of incoherent scatter measurements of temperature with calcium plage index and 2800 MHz intensities,
(Abstract) EOS Trans. AGU, 52, 294, 1971.
- TAEUSCH D.R., G.R. CARIGNAN et C.A. REBER ;
Neutral composition variation above 400 km during a magnetic storm ,
J. Geophys. Res., 76, 8318-8325, 1971.
- TESTUD J. ;
Gravity waves generated during magnetic substorms,
J. Atmos. Terr. Phys., 32, 1793-1805, 1970.
- TESTUD J. ;
Ondes atmosphériques de grande échelle et sous-orages magnétiques ,
Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Paris VI, 1973.
- VASSEUR G. ;
Dynamics of the F-region observed with Thomson-Scatter. I - Atmospheric circulation and neutral winds,
J. Atmos. Terr. Phys., 31, 397-420, 1969.
- VERCHEVAL J. ;
Un effet geomagnetique dans la thermosphère moyenne,
Ann. Geophys., 31, 261-270, 1975.
- VERCHEVAL J. ;
Variations of exospheric temperature and atmospheric composition between 150-1100 km in relation with the semi-annual effect,
Space Res. XVI, à paraître , 1976.
- VEST R. ;
A three dimensional model of the thermosphere with auroral heating,
Ionosph. Res. Lab. Report n° 402 - 168 pp. Penn. State Univ. - Pennsylvania - 1973.
- VOLLAND H. ;
A theory of thermospheric dynamics. I - Diurnal and solar cycle variations,
Planet. Space Sci., 17, 1581-1597, 1969.
- VOLLAND H. et H.G. MAYR ;
A theory of the diurnal variations of the thermosphere,
Ann. Geophys., 26, 907-919, 1970.
- VOLLAND H. et H.G. MAYR ;
A three-dimensional model of thermosphere dynamics, I - Heat input and eigenfunctions,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1745-1768, 1972 _a.
- VOLLAND H. et H.G. MAYR ;
A three-dimensional model of thermosphere dynamics, II - Tidal waves,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1769-1796, 1972 _b.
- VOLLAND H. et H.G. MAYR ;
A three-dimensional model of thermosphere dynamics, III - Planetary waves,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1797-1816, 1972 _c.
- VOLLAND H. et H.G. MAYR ;
A numerical study of the three-dimensional diurnal variations within the thermosphere ,
Ann. Geophys. 29, 61-75, 1973.
- VOLLAND H., C. WULF-MATHIES et W. PRIESTER ;
On the annual and semi-annual variations of the thermospheric density,
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1053-1063, 1972.

VON ZAHN U. ;

Neutral density and composition at 150 km,
J. Geophys. Res., 75, 5517-5527, 1970.

VON ZAHN U. ;

Neutral density and composition,
in : Physics and Chemistry of Upper Atmospheres ; B.M. Mc Cormac (Ed).D. Reidel Publ.Co., Dordrecht-Holland,
pp. 3-10, 1973.

WALDTEUFEL P. ;

Une étude par diffusion incohérente de la haute atmosphère neutre,
Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Faculté des Sciences, Paris, 1970 _a.

WALDTEUFEL P. ;

A study of seasonal changes in the lower thermosphere and their implications,
Planet. Space Sci., 18, 741-748, 1970 _b.

WALDTEUFEL P. et L. COGGER ;

Measurements of the neutral temperature at Arecibo,
J. Geophys. Res., 76, 5322-5336, 1971.

WALDTEUFEL P., P. BAUER et J.P. Mc CLURE ;

Structure of the thermosphere as inferred from incoherent scatter measurements,
Space Res. XII, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 899-918, 1972.

WAND R.H. ;

Evidence for reversible heating in the E-region from radar Thomson scatter observations of ion temperature,
J. Geophys. Res., 74, 5688-5696, 1969.

WHITTEN R.C. et I.G. POPPOFF ;

Fundamentals of Aeronomy,
John Wiley and Son, 1971.

WYATT S.P. ;

Solar effects in the motion of Vanguard,
Nature Suppl., 184, 351-352, 1959.

